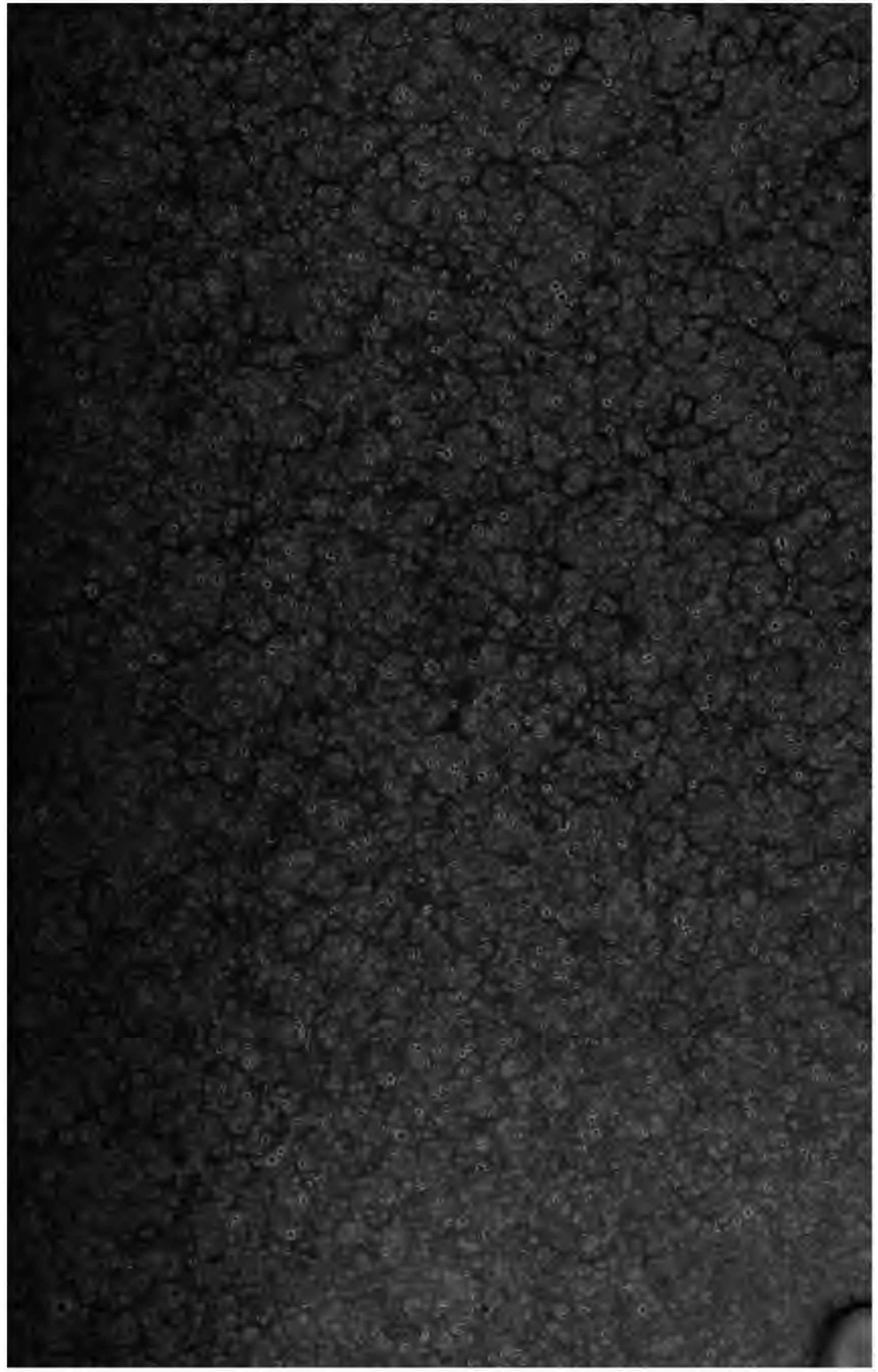

1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE



JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

LISTE DES COLLABORATEURS.

MM. **Abria**, doyen de la Faculté des Sciences de Bordeaux.
Alluard, professeur à la Faculté des Sciences de Clermont.
André, astronome adjoint à l'Observatoire de Paris.
Angot, préparateur au Collége de France.
Berthelot, membre de l'Institut.
Bertrand, membre de l'Institut.
Billet, professeur à la Faculté des Sciences de Dijon.
Bontemps, inspecteur des Télégraphes.
Bourbouze, préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Paris.
Bourget, directeur des Études à Sainte-Barbe.
Boutan, inspecteur de l'Académie de Paris.
Bouty, professeur au lycée de Reims.
Branly, répétiteur à l'École des Hautes Études.
Brion, professeur au collége Rollin.
Briot, professeur à la Faculté des Sciences de Paris.
Brisse, agrégé de l'Université.
Caspari, ingénieur hydrographe de la Marine.
Cazin, professeur au lycée Condorcet.
Chautard, professeur à la Faculté des Sciences de Nancy.
Cornu, professeur à l'École Polytechnique.
Crova, professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.
Decharme, professeur au lycée d'Angers.
Desains, membre de l'Institut.
Deschanel, proviseur du lycée de Vanves.
Duclaux, professeur à la Faculté des Sciences de Lyon.
Favre, membre correspondant de l'Institut.
Fernet, répétiteur à l'École Polytechnique.
Gavarret, professeur à l'École de Médecine.
Gay (H.), professeur au lycée d'Orléans.
Gernez, professeur au lycée Louis-le-Grand.
Gréhant, professeur suppléant à la Faculté des Sciences de Paris
Gripon, professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.
Jamin, membre de l'Institut.
Lallemand, professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.
Laussedat, lieutenant-colonel du Génie.
Leclert, ingénieur des Constructions navales.
Lemoine, ancien élève de l'École Polytechnique.
Lespiault, professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.
Lévistal, docteur ès sciences.
Lissajous, professeur au lycée Saint-Louis.
Mascart, professeur au Collége de France.
Maurat, professeur au lycée Saint-Louis.
Mercadier, ingénieur des Télégraphes.
Moutier, professeur à Sainte-Barbe.
Neyreneuf, professeur au lycée de Caen.
Niaudet-Bréguet, ingénieur-constructeur.
Potier, ingénieur des Mines.
Rayet, astronome adjoint à l'Observatoire de Paris.
Raynaud, directeur des transmissions télégraphiques.
Resal, membre de l'Institut.
Sainte-Claire Deville (H.), membre de l'Institut.
Sarrau, répétiteur à l'École Polytechnique.
Terquem, professeur à la Faculté des Sciences de Lille.
Thurot, membre de l'Institut.
Violle, professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.
Wolf, astronome titulaire à l'Observatoire de Paris.

Paris. — Imprimerie de Gauthier-Villars, quai des Grands-Augustins, 55.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

PUBLIÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA,
PROFESSEUR DE PHYSIQUE AU LYCÉE HENRI IV.

TOME TROISIÈME. — ANNÉE 1874.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
RUE BONAPARTE, 31.

1874

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

MÉTHODE NOUVELLE POUR LA DISCUSSION DES PROBLÈMES DE DIFFRACTION DANS LE CAS D'UNE ONDE CYLINDRIQUE;

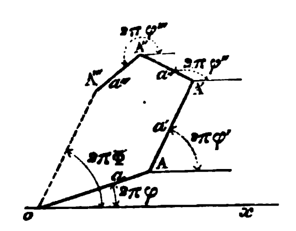
PAR M. A. CORNU.

Je me propose de résumer ici une nouvelle méthode géométrique qui permet de résoudre presque intuitivement la plupart des problèmes classiques de la diffraction d'une onde cylindrique, et de déterminer par un tracé graphique les valeurs numériques approchées des éléments inconnus.

On suppose familière au lecteur la *règle de Fresnel*, sur la composition de deux ou plusieurs mouvements vibratoires parallèles, de même période T, mais différant par l'amplitude et la phase, dont voici l'énoncé :

Si l'on représente symboliquement (fig. 1) chaque mouvement

Fig. 1.



vibratoire par une droite dont la longueur OA, *comptée à partir d'une origine fixe* O, *est égale à l'amplitude a, et dont la di-*

rection avec un axe fixe représente la phase Ox (la *phase* φ, étant une fraction de vibration complète, est représentée par $AOx = 2\pi\varphi$, angle ou arc, fraction de circonférence complète), *le mouvement vibratoire, résultant de la superposition de tous les mouvements* a, a', a'', a''', *est représenté symboliquement par la* RÉSULTANTE *de toutes ces droites :* la longueur OA$'''$, représentant l'amplitude A, et l'angle A$'''$Ox que cette résultante fait avec l'axe représentant la phase Φ multipliée par 2π.

En un mot, on compose les droites représentatives des mouvements vibratoires comme on compose les droites représentatives des forces.

La démonstration de ce théorème de Cinématique s'obtient, dans le cas de deux ou plusieurs mouvements, par l'identification des coefficients de $\sin 2\pi\frac{t}{T}$ et de $\cos 2\pi\frac{t}{T}$, dans l'équation qui exprime que la superposition des mouvements périodiques produit un mouvement de même nature :

$$a\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}+\varphi\right)+a'\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}+\varphi'\right)+\ldots = A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}+\Phi\right).$$

C'est sur l'emploi de cette représentation symbolique qu'est fondée la méthode de discussion des phénomènes de diffraction.

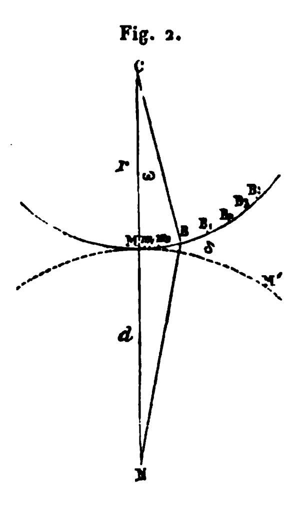
I. — *Ligne représentative de la composition des mouvements vibratoires envoyés en un point par une onde cylindrique partielle ou totale.*

Considérons une onde cylindrique (*fig.* 2) dont la base $MBB_1B_2B_3$ est un cercle ayant son centre en C, et un point extérieur N dans le plan de la base, sur lequel on veut calculer la résultante des mouvements vibratoires d'une portion de l'onde ou de l'onde tout entière. Décomposons la base de l'onde en arcs infiniment petits égaux, Mm_1, m_1m_2, ..., à partir du point M le plus voisin de N, point que nous appellerons pour abréger le *pôle de l'onde*.

On admet : 1° que chaque élément d'arc, tel que $Mm_1 = ds$, fonctionne comme une véritable source lumineuse (principe d'Huyghens), et qu'elle envoie au point N un mouvement de même période que

lui, dont l'amplitude est proportionnelle à sa longueur et dont la phase est variable avec la distance de l'élément.

Fig. 2.



Pour pouvoir calculer cette phase, Fresnel admet encore :

2° Que chacun des points de l'onde possède exactement le même mouvement vibratoire; ce synchronisme parfait est précisément la définition de la forme de l'onde;

3° Que le mouvement vibratoire de l'onde est *permanent*, c'est-à-dire que chaque point de l'onde exécute une série de vibrations identiques dans le temps, et représentées exactement par la formule

$$u = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \varphi\right),$$

u étant le déplacement de la molécule vibrante et φ une constante. Grâce à ces restrictions, qui ne sont, en somme, que la définition d'un mouvement ondulatoire en régime permanent, la loi qui lie la phase avec la distance se trouve entièrement déterminée : en effet, si l'on considère les mouvements qui parviennent *au même moment* au point N, c'est-à-dire ceux que l'on a à composer, on verra qu'ils sont partis à des époques différentes des divers points de l'onde, parce qu'ils ont des chemins inégaux à parcourir. En appelant V la vitesse de propagation du mouvement vibratoire, on aura

$$t_0 = \frac{x}{V},$$

t_0 étant le temps qui représente l'*avance au départ* du mouvement vibratoire d'un point de l'onde plus éloigné de toute la longueur x; par suite, les mouvements vibratoires parvenus simultanément en N sont compris dans la formule

$$(1) \qquad u = h\,ds \sin 2\pi \left(\frac{t+\frac{x}{V}}{T}\right) = h\,ds \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{\lambda}\right),$$

en posant $\lambda = VT$, λ étant ce qu'on appelle la *longueur d'ondulation*, et h étant une constante. Ainsi la différence de phase des mouvements envoyés par deux points, dont la différence de marche est x, est $\frac{x}{\lambda}$.

Comme ce sont les différences seules qui intéressent, nous prendrons comme origine des phases celle du mouvement qui, parti du pôle de l'onde, arrive en N; alors x représente les différences de distance au point N des divers points de l'onde et du pôle. Cette différence de marche, par suite la phase, grandit d'une manière continue à partir de ce pôle. On se rendra un compte plus exact de la manière dont elle varie, en marquant les points successifs $B_1, B_2, B_3, \ldots$, intersections de la base de l'onde avec des cercles décrits du point N comme centre, et ayant respectivement pour rayons

$$MN + \frac{\lambda}{2}, \quad MN + \frac{2\lambda}{2}, \quad MN + \frac{3\lambda}{3}, \ldots$$

Les phases des mouvements vibratoires, envoyés respectivement par les arcs infiniment petits placés en ces points, seront π, 2π, $3\pi, \ldots$, par rapport à celle du pôle.

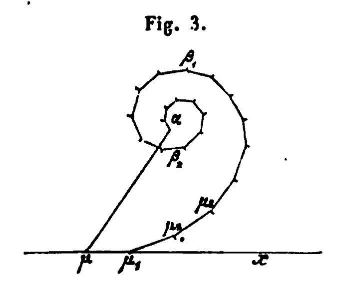
Les arcs MB_1, B_1B_2, B_2B_3 vont en décroissant rapidement, puisque l'élément de courbe, normal au pôle au rayon recteur MN, tend à la limite à lui devenir tangent. La valeur limite de B_nB_{n+1} est donc $\frac{\lambda}{2}$, c'est-à-dire une longueur de l'ordre des dix-millièmes de millimètre; car la longueur moyenne d'ondulation de la lumière est environ $0^{mm},0005$; on peut donc dire que ces arcs tendent rapidement vers zéro.

A l'aide de ces remarques préliminaires, il est aisé de se rendre un compte très-approximatif de la résultante des mouvements envoyés au point N par une portion de la demi-onde commençant au pôle.

Construisons la courbe symbolique destinée à représenter cette

résultante : à cet effet, soit μx (*fig.* 3) la direction origine des angles représentant les phases; portons l'élément $\mu\mu_1$ proportionnel

Fig. 3.



à l'arc infiniment petit Mm_1 suivant μx (les points correspondants sont représentés par les lettres grecques correspondantes), puisque la phase du point M est prise pour origine; portons bout à bout les arcs $\mu_1\mu_2$, $\mu_2\mu_3$, ..., tous égaux au premier, mais de plus en plus inclinés sur la direction μx, parce que la phase des mouvements envoyés par ces arcs élémentaires au point N grandit progressivement. On obtient ainsi une ligne polygonale dont les éléments font un angle de plus en plus grand avec la direction Ox; sa longueur totale est toujours proportionnelle à la portion correspondante de l'arc d'onde, et elle jouit de la propriété que l'amplitude et la phase résultantes des mouvements, envoyés par un nombre quelconque d'éléments consécutifs de l'onde, sont fournies par la droite qui joint les extrémités des arcs représentatifs correspondants.

Les points de repère $B_1, B_2, B_3, \ldots$ correspondent sur la ligne polygonale aux éléments parallèles à l'axe μx; en effet, ces points ayant pour phases π, 2π, 3π, ..., les éléments contigus à ces points sont représentés par des arcs faisant des angles π, 2π, 3π, ..., avec le premier élément; on les a désignés (*fig.* 3) par β_1, β_2, β_3, ...

Cette ligne polygonale, ou plutôt cette ligne continue (car la subdivision en éléments rectilignes ne sert que pour faciliter la démonstration), présente évidemment des spires de plus en plus resserrées, car l'arc représentatif s'enroule de 180 degrés à chaque point B_n,.... On peut même prévoir que les spires successives ne se coupent pas et forment une véritable spirale, d'après la considération suivante : dans l'intervalle de deux points B consécutifs, d'un ordre un peu élevé, les différences de phase croissent à très-peu près proportionnellement à l'arc. Si cette proportionnalité était

rigoureuse, la portion correspondante de la ligne représentative serait une demi-circonférence ; on peut donc considérer cette ligne comme très-sensiblement formée par le raccordement successif de demi-circonférences dont les rayons diminuent rapidement comme la distance des points B_n successifs.

La limite de ces spires est un cercle dont la circonférence est proportionnelle à la longueur d'onde, c'est-à-dire de rayon sensiblement nul ; la spirale présente donc un point asymptotique.

Pour joindre à la résultante des mouvements de la demi-onde considérée la résultante de ceux de l'autre demi-onde, on opérera de la même manière : on la décomposera en arcs infiniment petits égaux Mm'_1, $m'_1m'_2$, $m'_2m'_3$, symétriques des arcs Mm_1, m_1m_2,..., et qui envoient des mouvements de même phase que ceux-ci ; la partie correspondante de la courbe représentative est donc formée d'éléments *symétriques* et *parallèles ;* on en conclut immédiatement que l'origine μ de cette courbe est un centre et que ce point est un point d'inflexion, car l'inclinaison des éléments consécutifs y est minima (*voir plus loin*, *fig.* 4).

Voilà tout ce qu'une analyse superficielle peut donner ; pour préciser davantage, exprimons la valeur de la phase en fonction de l'arc de la base de l'onde. Soient $OM = r$ (*fig.* 2) le rayon de cette base ; $OP = s$ un arc quelconque ; $MN = d$ la distance du point N au pôle ; δ la différence de marche $NB - NM$ et ω l'angle MOP ; on a évidemment, dans le triangle BON,

$$(d+\delta)^2 = (r+d)^2 + r^2 - 2dr\cos\omega.$$

Développant $\cos\omega$ et négligeant ω^4 et δ^2 qui sont de même ordre, puis substituant $\omega = \frac{s}{r}$, il vient, après réduction,

$$(2)\quad \delta = \frac{r+d}{2rd}s^2,\quad \text{d'où}\quad s = \sqrt{\frac{2rd\delta}{r+d}}\quad \text{et}\quad \varphi = \frac{\delta}{\lambda} = \frac{r+d}{2r\lambda d}s^2.$$

Si l'on fait δ successivement égal à $\frac{\lambda}{2}$, $2\frac{\lambda}{2}$, $3\frac{\lambda}{2}$,..., $n\frac{\lambda}{2}$, on voit que les arcs MB_1, MB_2, MB_3,..., et par suite les arcs correspondants β_1, β_2, β_3,..., sont proportionnels respectivement à $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$,... ; l'intervalle P_nP_{n+1} est $\sqrt{n+1} - \sqrt{n}$, ou approximativement $\frac{1}{2\sqrt{n}}$; il tend donc rapidement vers zéro.

Équation de la courbe représentative. — La traduction analytique de la construction indiquée plus haut conduit à une équation différentielle de la courbe. Soient x, y les coordonnées d'un point, σ la longueur de l'arc de la courbe, on a d'abord, d'après la proportionnalité des arcs élémentaires $d\sigma$ et ds, k étant leur rapport constant,

$$d\sigma = \sqrt{dx^2 + dy^2} = k\,ds.$$

La phase étant représentée par l'angle de l'élément avec Ox,

$$\operatorname{tang} 2\pi\varphi = \frac{dy}{dx}, \quad \text{avec} \quad \varphi = \frac{\delta}{\lambda} = \frac{r+d}{2r\lambda d}s^2 = \alpha s^2,$$

pour abréger; on en déduit dx et dy, d'où l'on conclut

$$(3) \qquad x = k\int_0^s ds \cos\alpha s^2; \qquad y = k\int_0^s ds \sin\alpha s^2.$$

Les quadratures ne peuvent s'effectuer en termes finis; elles définissent des fonctions particulières connues sous le nom d'*intégrales de Fresnel*.

Il n'est pas nécessaire de connaître la valeur numérique de ces intégrales pour démontrer que les spires successives de la courbe s'enveloppent mutuellement sans se couper; à cet effet, calculons l'expression du rayon de courbure :

$$R = \frac{d\sigma}{d\theta}, \quad \text{avec} \quad \theta = 2\pi\frac{\delta}{\lambda},$$

$d\sigma$ étant l'arc élémentaire et θ l'angle qu'il fait avec l'axe Ox.

Substituant leurs valeurs en fonction de s, il vient

$$(4) \qquad R = k\frac{r\lambda d}{2\pi(r+d)}\frac{1}{s},$$

formule qui exprime une propriété intéressante et caractéristique de la courbe : *Le rayon de courbure est en raison inverse de l'arc.* Il en résulte que le cercle osculateur en un point quelconque (excepté au centre où la courbure est nulle) contient tout le reste de la courbe; donc les spires successives s'enveloppent sans se couper.

Construction par points. — On ne peut construire la courbe que par points, à l'aide des valeurs numériques des deux intégrales de Fresnel. Ces Tables, dont nous donnons un extrait plus loin, sont construites en adoptant un argument plus commode que la variable s, en ce sens qu'il est indépendant de toute donnée particulière.

On pose

(5) $\alpha s^2 = \frac{\pi}{2} v^2$, c'est-à-dire $\frac{2(r+d)}{r\lambda d} s^2 = v^2$;

les limites deviennent o et ε,

$$\varepsilon = v \sqrt{\frac{r\lambda d}{2(r+d)}},$$

et les intégrales

(6) $x = k\sqrt{\frac{r\lambda d}{2(r+d)}} \int_0^{\varepsilon} dv \cos\frac{\pi}{2} v^2$, $y = k\sqrt{\frac{r\lambda d}{2(r+d)}} \int_0^{\varepsilon} dv \sin\frac{\pi}{2} v^2$.

Les Tables ne comprennent, bien entendu, que l'intégrale définie, sans le facteur constant qui la multiplie.

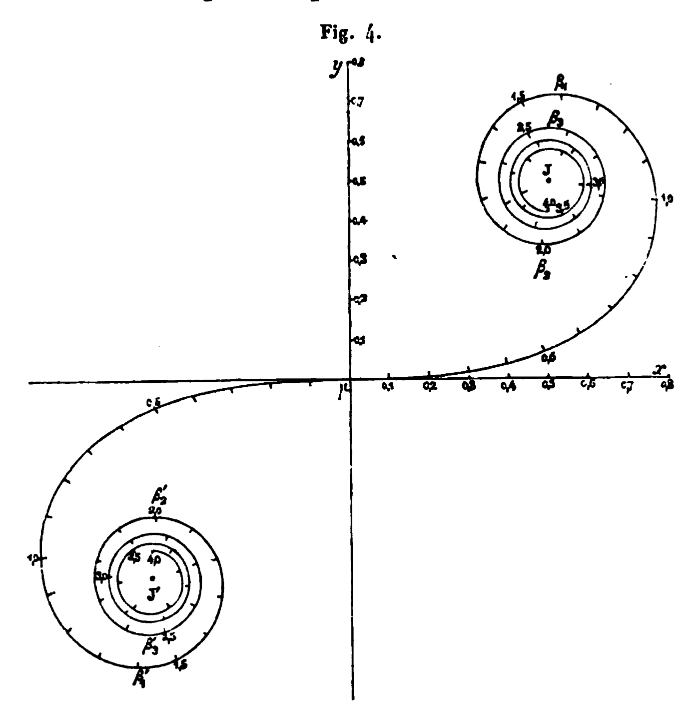
Table des intégrales de Fresnel (*).

ε	$\int_0^{\varepsilon} \cos\frac{\pi}{2} v^2 dv$	$\int_0^{\varepsilon} \sin\frac{\pi}{2} v^2 dv$	ε	$\int_0^{\varepsilon} \cos\frac{\pi}{2} v^2 dv$	$\int_0^{\varepsilon} \sin\frac{\pi}{2} v^2 dv$
0,0	0,0000	0,0000	2,6	0,3889	0,5500
0,1	0,1999	0,0005	2,7	0,3926	0,4529
0,2	0,1999	0,0042	2,8	0,4675	0,3915
0,3	0,2994	0,0141	2,9	0,5624	0,4102
0,4	0,3975	0,0334	3,0	0,6057	0,4963
0,5	0,4923	0,0647	3,1	0,5616	0,5818
0,6	0,5811	0,1105	3,2	0,4663	0,5933
0,7	0,6597	0,1721	3,3	0,4057	0,5193
0,8	0,7230	0,2493	3,4	0,4385	0,4297
0,9	0,7648	0,3398	3,5	0,5326	0,4153
1,0	0,7799	0,4383	3,6	0,5880	0,4923
1,1	0,7638	0,5365	3,7	0,5419	0,5750
1,2	0,7154	0,6234	3,8	0,4481	0,5656
1,3	0,6386	0,6863	3,9	0,4223	0,4752
1,4	0,5431	0,7135	4,0	0,4984	0,4205
1,5	0,4453	0,6975	4,1	0,5737	0,4758
1,6	0,3655	0,6383	4,2	0,5417	0,5632
1,7	0,3238	0,5492	4,3	0,4494	0,5540
1,8	0,3363	0,4509	4,4	0,4383	0,4623
1,9	0,3945	0,3734	4,5	0,5258	0,4342
2,0	0,4883	0,3434	4,6	0,5672	0,5162
2,1	0,5814	0,3743	4,7	0,4914	0,5669
2,2	0,6362	0,4556	4,8	0,4338	0,4968
2,3	0,6268	0,5525	4,9	0,5002	0,4351
2,4	0,5550	0,6197	5,0	0,5636	0,4992
2,5	0,4574	0,6192	∞	0,5000	0,5000

(*) Extrait abrégé des Tables calculées par M. Gilbert dans ses *Recherches analytiques sur la diffraction* (*Mémoires couronnés de l'Académie de Belgique*, t. XXXI).

C'est avec les nombres consignés dans cette Table que la *fig.* 4 a été construite en prenant pour abscisses et ordonnées les va-

Fig. 4.



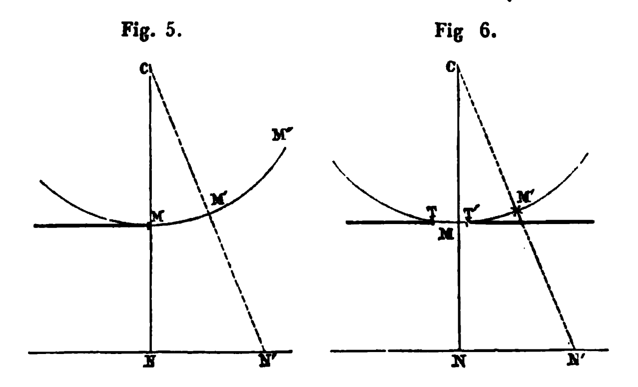
leurs des deux intégrales définies et supposant égal à l'unité le facteur constant qui figure dans les valeurs (6); on a laissé subsister l'indication de la construction de chaque point, de sorte que l'arc de courbe présente une graduation qui n'est autre que la valeur ε de la limite à laquelle le point correspond. Cette graduation est formée par des arcs égaux en longueur, qui représentent comme l'échelle des axes coordonnés $\nu = 0,1$. Grâce à cette disposition, on n'a plus à s'occuper de l'échelle de proportionnalité entre la courbe et l'onde; on discute les problèmes en prenant ν pour variable, et l'on repasse à la valeur de s lorsque d, r et δ sont donnés par la formule (5).

Remarque. — On n'a tracé que les premières spires et les points asymptotiques J, J′, qui correspondent à la limite $\varepsilon = \infty$; comme les deux intégrales convergent vers la même valeur $\frac{1}{2}$, ces points ont pour coordonnées $x = y = \pm\ 0,5$.

II. — *Usage de la ligne représentative pour la discussion des phénomènes usuels de la diffraction.*

L'avantage que présente cette ligne est de peindre, en quelque sorte, aux yeux le résultat de calculs assez complexes et de remplacer complétement la Table numérique à l'aide de laquelle elle a été construite. En effet, on obtient à la fois l'amplitude et la phase résultante des mouvements transmis par une portion de l'onde en joignant les extrémités de la portion correspondante de la ligne représentative; l'usage de cette ligne devient extrêmement facile lorsqu'on s'est exercé à reconnaître quels sont les arcs qui correspondent aux portions efficaces de l'onde. La règle à appliquer est très-simple: elle ressort des conditions mêmes des problèmes, qu'on peut poser ainsi.

On donne une onde cylindrique T T′ M′ à base circulaire (*fig.* 6), dont une portion seule TT′ est efficace (on ne suppose qu'une seule



portion efficace pour simplifier le raisonnement); on se propose de déterminer, en chaque point d'un tableau NN′ parallèle aux génératrices du cylindre, l'intensité de la lumière qui y parvient.

Soit N′ le point désigné du tableau : joignons CN′; cette droite coupe l'onde en M′, qui est le pôle correspondant au point N′. Le point M′ est, dans tous les cas, représenté par le centre μ de la double spirale; aussi est-il commode de considérer le déplacement relatif de la portion TT′ par rapport à M′ et d'imaginer que, pour

les différents points N', ce sont les points correspondants τ, τ' de la ligne représentative qui se déplacent par rapport à l'origine μ.

La règle est donc celle-ci : on détermine les valeurs des arcs de l'onde s_0 et s_0', et par suite de ν_0 et ν_0' (5), qui définissent les points τ_0, τ_0' limitant la portion efficace de l'onde rapportée au pôle M, c'est-à-dire à la perpendiculaire CN abaissée sur l'écran ; puis on déplace les points τ_0, τ'_0 par rapport à l'origine μ de la ligne représentative d'une même longueur d'arc. Le déplacement commun ν représente l'arc MM'; d'où l'on conclut, d'après les triangles semblables CMM', CNN', en posant $NN' = x$ et $MM' = s$:

$$(7) \qquad \frac{s}{x} = \frac{r}{r+d}, \quad \text{d'où} \quad x = s\frac{r+d}{r} = \nu\sqrt{\frac{(r+d)\lambda d}{2r}},$$

en ayant égard à l'équation (5). Cette équation (7) permet de calculer x en fonction du déplacement ν, ou réciproquement. La distance des deux points τ, τ' représente dans chaque cas la racine carrée de l'intensité.

Dans un prochain article, nous ferons des applications de cette méthode.

MÉTHODE OPTIQUE DE M. LISSAJOUS APPLIQUÉE A L'ÉTUDE DES TUYAUX SONORES;

PAR M. BOURBOUZE,
Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Paris.

(Société de Physique ; séance du 26 décembre 1873.)

On sait que les nœuds de vibrations dans les tuyaux sonores sont les tranches où l'air est immobile, mais où il subit des compressions et des dilatations *maxima*, synchrones avec la durée de la vibration. On les constate ordinairement avec les capsules manométriques de M. König; elles sont fixées sur un tuyau, sur lequel on a préalablement déterminé la position des nœuds pour le son fondamental et le premier harmonique, ou bien encore en introduisant, comme l'a indiqué William Hopkins, une membrane dans un tuyau ayant une face de glace. On voit vibrer cette membrane dans toute la longueur, excepté à l'endroit du nœud qui se trouve vers le milieu

pour la note fondamentale. Malgré les services que peuvent rendre ces procédés, on doit préférer la méthode des projections, qui permet de montrer à un auditoire nombreux l'état de l'air dans les tuyaux sonores.

La modification que j'emploie consiste à remplacer la membrane simple par un petit tambour cylindrique, dont la hauteur est très-petite par rapport au diamètre et dont les deux bases sont formées par des membranes de caoutchouc. L'intérieur est mis en communication avec un récepteur analogue à ceux qu'emploie M. le D[r] Marey. Les indications de ce petit appareil sont inverses de celles que donne la membrane simple, c'est-à-dire que les excursions des deux membranes du tambour sont les plus grandes là où la membrane simple ne vibrait pas.

Pour rendre cet effet visible de loin, on colle sur la membrane (¹) du tambour récepteur un petit miroir argenté très-léger, qui oscille avec elle. Si l'on fait réfléchir sur ce miroir les rayons partis d'un point lumineux, et qu'on en projette l'image sur un écran avec une lentille, on voit cette image s'allonger, comme dans les expériences de M. Lissajous. Elle a son maximum d'allongement quand le tambour explorateur est au nœud. Elle se rapproche de l'immobilité, et s'y maintient, quand le tambour s'éloigne du nœud pour se placer sur un ventre. Cette disposition permet donc d'étudier, par la méthode optique, l'état de l'air dans les tuyaux ouverts.

Après avoir déterminé les positions des nœuds pour un son fondamental et un premier harmonique, on perce le tuyau à ces endroits et l'on bouche les orifices avec des membranes sur lesquelles on colle, comme sur la membrane du tambour récepteur, un petit miroir argenté. Alors, si l'on fait rendre au tuyau sa note fondamentale, il est facile de montrer, à l'aide de la même disposition optique, que la membrane du milieu entre seule en vibration, tandis que les deux autres restent immobiles. Le contraire arrive si l'on fait rendre au tuyau son deuxième harmonique.

Pour obtenir les figures acoustiques qui résultent de deux mouvements vibratoires rectangulaires, on se sert de tuyaux fermés T,

---

(¹) M. Lissajous a, dès 1857, employé un miroir collé sur une membrane pour en constater le mouvement vibratoire; il m'autorise lui-même à remarquer qu'il n'en avait fait aucune application.

T′ (*fig.* 1) portant sur leur fond des membranes à tension variable, que l'on dispose sur le trajet du rayon lumineux, de façon que, après


Fig. 1.



les deux réflexions sur les petits miroirs, l'image du point lumineux produite par la lentille vienne se projeter nettement sur le tableau MM′. Avant de faire parler les tuyaux simultanément pour produire les courbes caractéristiques des différents intervalles musicaux, il faut s'assurer que les miroirs vibrent séparément dans des plans rectangulaires, c'est-à-dire que les traces lumineuses rectilignes AA′, BB′, produites séparément par chacun d'eux, sont à angle droit. On obtient facilement ces conditions en faisant tourner, au besoin, l'un ou l'autre des deux tuyaux autour de son axe.

En plaçant une membrane à l'extrémité de résonnateurs de Helmholtz, ou à l'extrémité de tubes de caoutchouc en communication avec ces instruments, on voit l'un des miroirs entrer en vibration quand on produit dans le voisinage un son mixte, contenant la note propre au résonnateur correspondant.

Je pense que ce procédé remplacera avantageusement, dans les cours et dans les recherches d'investigation, ceux dont on a jusqu'à présent fait usage.

EXPÉRIENCES DE SURFUSION ET DE SURSATURATION;

PAR M. D. GERNEZ.

(Société de Physique; séance du 28 novembre 1873.)

Je me propose d'indiquer les dispositions qui me paraissent les plus faciles et les plus sûres pour réaliser quelques expériences de

surfusion et de sursaturation, dont j'ai fait connaître depuis longtemps les résultats.

Surfusion du phosphore. — Dans un grand ballon de plusieurs litres de capacité, rempli d'eau distillée et qui sert de bain-marie, on introduit deux longs tubes fermés à un bout. Un bouchon retient les tubes et laisse passer aussi la tige d'un thermomètre, dont le réservoir descend entre eux.

Chacun des tubes contient une colonne de phosphore, sous une couche d'eau de 2 à 3 centimètres, et une longue tige métallique retenue par un bouchon, au-dessus du phosphore, dans l'axe du tube.

On chauffe l'eau du ballon à 45 degrés, et l'on y introduit les deux tubes contenant le phosphore que l'on a fondu au bain-marie. L'appareil, abandonné à lui-même, se refroidit; le phosphore reste liquide au-dessous de 44°,2, sa température de fusion, et l'expérience est prête pour plusieurs heures, à cause de la lenteur du refroidissement de la masse d'eau employée. La température peut descendre à 30 degrés, sans que le phosphore se solidifie; on peut même le maintenir liquide des semaines entières, pourvu que la température ne descende pas au-dessous de 10 degrés et que l'on ait mis dans la couche d'eau une petite quantité de potasse ou quelques gouttes d'acide azotique.

Dans ces conditions, vient-on à enfoncer la tige métallique de l'un des tubes dans le phosphore sans toucher les parois, on ne produit aucun effet; mais, pour peu que l'on comprime le phosphore entre la tige et le verre, la solidification commence au point touché et se propage en un clin d'œil jusqu'au bas du tube; la tige est retenue dans le phosphore solide, devenu opaque.

Dans l'autre tube, on ajoute un peu de phosphore rouge; on constate qu'il ne fait pas cesser la surfusion; on enlève la tige métallique et l'on touche de son extrémité un morceau de phosphore blanc solide, pour en détacher une parcelle infiniment petite, puis on l'amène au contact du phosphore surfondu, et la solidification a lieu avant que la tige ait pénétré, à une profondeur sensible, dans le liquide.

Si l'on introduit au préalable une goutte de mercure avec un peu d'acide azotique, le phosphore incolore surfondu devient subitement noir au moment où l'on en provoque la solidification, et l'expérience peut être renouvelée aussi souvent que l'on veut.

Cette disposition expérimentale convient pour un certain nombre de corps, dont on veut observer la surfusion; par exemple pour le soufre, si l'eau du ballon est bouillante ou seulement supérieure à 80 degrés.

Sursaturation de l'azotate de chaux. — On fond de l'azotate de chaux cristallisé ($CaO, AzO^5 + 4HO$), dans un ballon où on le laisse refroidir; il reste liquide pendant des mois entiers dans un laboratoire, car le sel hygrométrique ne peut se disséminer dans l'air.

Versé sur une plaque de verre, le liquide s'y étale comme du collodion, il peut être touché par un corps quelconque sans cristalliser; mais, si l'on amène ce corps au contact d'un cristal d'azotate de chaux, puis qu'on le promène sur la plaque, on voit apparaître, aux points qu'il a successivement touchés, des cristaux qui s'allongent peu à peu et envahissent tout le liquide.

Sursaturation de l'acétate de soude. — L'acétate de soude cristallisé ($NaO, C^4H^3O^3 + 6HO$), additionné de quelques gouttes d'eau dans un ballon, et maintenu pendant quelques minutes en ébullition, donne par le refroidissement une masse cristallisée qui est en réalité un autre hydrate paraissant ne contenir que 1 équivalent d'eau. Entre ces cristaux se trouve emprisonné un liquide visqueux qui se conserve sans cristalliser, même lorsqu'on y introduit un corps quelconque, par exemple un tube contenant de l'éther; mais, au contact d'une parcelle saline de $NaO, C^4H^3O^3 + 6HO$, ce liquide cristallise à partir du point touché, blanchit par la production de cristaux d'indice de réfraction différent de ceux déjà déposés, et, la température s'élevant de 15 à 57 degrés, l'éther du tube introduit entre immédiatement en ébullition.

SUR LE PRINCIPE DE VOLTA;

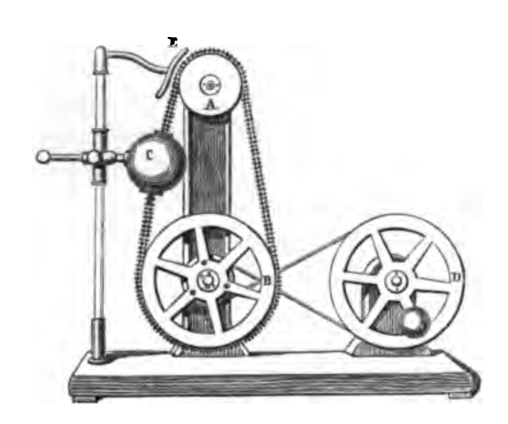
PAR M. AUGUSTE RIGHI,
Professeur de Physique à l'Institut technique de Bologne.

Tout en laissant de côté la théorie de la pile, sans rien préjuger sur elle, je me suis attaché à démontrer l'existence réelle de la force électromotrice de contact, indépendamment de toute action chimique du milieu ambiant.

Volta exécuta deux expériences fondamentales : 1° l'expérience avec la double lame zinc et cuivre ; elle s'explique par l'action chimique des liquides qui baignent les doigts, c'est-à-dire qu'elle rentre tout naturellement dans la théorie de la pile ; 2° l'expérience avec la lame de zinc isolée que l'on pose sur le condensateur à plateaux ; cette dernière ne peut s'expliquer par l'action chimique qu'à la manière de M. de la Rive, c'est-à-dire par l'action du milieu ambiant. Il faut noter que, dans la première expérience, le zinc se charge négativement, et dans la seconde positivement. Je vais démontrer : 1° que l'explication donnée par M. de la Rive est inadmissible, et 2° qu'on obtient des signes très-distincts d'électricité quand bien même le zinc est recouvert d'une couche isolante de plusieurs millimètres d'épaisseur.

L'appareil adopté pour ces recherches a été l'électromètre à induction (1). Il se compose de deux poulies en laiton A et B (*fig.* 1),

Fig. 1.



sur lesquelles passe un tube de caoutchouc qui porte 200 petits anneaux de laiton de 5 $\frac{1}{2}$ millimètres de diamètre, formés avec un fil de 1 millimètre. Les poulies sont disposées l'une au-dessous de l'autre. Le tube de gomme élastique a un demi-mètre de longueur et est mis en mouvement par la poulie inférieure B, qui, à son tour, reçoit le mouvement d'une poulie latérale D tournée à la main. Le

(1) *Il Nuovo Cimento*, août 1872. *Voir* aussi ce même Journal, t. II, p. 118, où cet instrument a été mentionné.

corps E, qu'on veut étudier, est porté très-près de la poulie supérieure, là où les anneaux vont la quitter pour se porter sur l'autre poulie. Les anneaux se détachent ainsi chargés d'électricité de nom contraire à celle du corps électrisé, et la portent sur un conducteur C mis en relation avec un très-sensible électroscope à piles sèches. Ce conducteur C est sphérique et porte deux trous par lesquels passent les anneaux; celui par lequel les anneaux entrent est à peine assez large pour les laisser passer, mais l'autre a un diamètre plus grand, à peu près 12 millimètres. Dans ce conducteur, on a disposé une petite poulie en laiton, qui est touchée par les anneaux, et c'est par elle qu'ils transmettent leur électricité au conducteur. Comme le contact s'effectue ainsi, en un point du conducteur où l'épaisseur électrique est nulle, les anneaux le quittent déchargés. Quelque petite que soit la charge du corps qu'on a mis près de la poulie supérieure, la charge du conducteur sphérique s'accroît rapidement et devient suffisante pour être accusée par l'électroscope (¹). Il faut que les anneaux et les poulies soient de même substance et qu'ils soient bien propres, sinon il y a toujours quelque petit développement d'électricité, même quand aucun corps électrisé n'est approché de la poulie supérieure.

L'explication de M. de la Rive, par laquelle le célèbre physicien fait rentrer le développement d'électricité de la seconde expérience de Volta dans la théorie de la pile, est bien connue (²). « Ce disque (de zinc isolé) polarise les molécules de la couche d'humidité en contact avec sa surface, comme une lame de zinc polarise les molécules de l'eau dans laquelle elle est immergée. Au moment où l'on met le zinc en contact avec le disque de cuivre du condensateur, on constitue un couple, il s'opère une décharge, l'électricité négative passe du zinc dans le cuivre en contact, le zinc s'oxyde, et l'électricité positive devenue libre ne pouvant s'écouler, puisque le milieu où elle s'est dégagée, au lieu d'être, comme dans le cas d'un vrai couple voltaïque, liquide et conducteur, est gazeux et isolant,

---

(¹) Le nom d'électromètre donné à l'instrument est justifié : la charge du conducteur sphérique est proportionnelle à celle du conducteur qui se trouve près de la poulie supérieure, pourvu que sa position et le nombre de tours restent constants. En mesurant la charge du conducteur sphérique, on en déduit celle du corps qu'on étudie.

(²) *Traité d'Électricité*, t. II, p. 776.

demeure à la surface même du zinc où elle est condensée par la négative qui a passé dans le disque de cuivre. » Selon le savant genevois, le cuivre reçoit son électricité négative du zinc et non de l'air; donc, si l'on recouvre le cuivre avec de la gomme laque, on doit obtenir les mêmes résultats. En effet, qu'on prenne un disque de cuivre de 15 centimètres de diamètre, et sur l'une de ses faces, près du bord, qu'on soude trois fils de zinc de 3 ou 4 millimètres de longueur; qu'on recouvre le disque de cuivre avec de la gomme laque fondue de manière à laisser à découvert les bouts des trois fils de zinc, et enfin qu'on le mette en contact avec un disque de zinc au moyen de ces trois fils; s'il y a une différence de potentiel entre les deux métaux, ils doivent prendre des charges opposées d'autant plus petites que les deux disques se trouvent plus éloignés. En portant, par des manches isolants, les deux disques successivement à l'électromètre, on trouve à peu près les mêmes charges que l'on obtiendrait si le cuivre n'était pas recouvert de gomme laque.

Ainsi il est bien vrai que le cuivre ne reçoit pas sa charge de l'air. Pour ceux qui n'admettent pas la théorie du contact, il s'ensuit qu'on doit pouvoir remplacer le disque de cuivre par un disque de zinc recouvert de gomme laque. En effet, selon eux, en quoi le zinc recouvert de résine peut-il différer dans cette expérience d'un métal inoxydable? Eh bien, si l'on répète l'expérience avec deux disques, l'un de zinc comme à l'ordinaire, l'autre de zinc recouvert de gomme laque, on ne trouve jamais la plus petite charge. Au contraire, on pourrait répéter mot pour mot l'explication de M. de la Rive, en substituant au mot *cuivre* les mots *zinc recouvert*.

Au lieu de revêtir de résine les disques métalliques, on peut les plonger dans un liquide isolant et qui n'exerce aucune action chimique sur le métal plongé, de manière que les trois petits bouts de fil de la même nature du métal avec lequel le disque plongé doit être mis en communication soient quelque peu en dehors de la surface du liquide. Les effets ne changent pas, si l'on change de toutes manières les liquides.

Dans la même théorie de M. de la Rive, on doit pouvoir substituer au cuivre un métal quelconque moins attaquable que le zinc, par exemple l'aluminium. Si l'on fait l'expérience, on trouve l'aluminium positif et le zinc négatif: c'est-à-dire que l'aluminium se comporte comme s'il était plus oxydable que le zinc, pendant qu'au

contraire on constate que les mêmes disques plongés dans l'eau donnent un courant de même sens que celui qu'on aurait si, au lieu de l'aluminium, on avait du cuivre.

De ces expériences il résulte qu'on doit renoncer à l'explication proposée par M. de la Rive.

L'existence de la force électromotrice de contact étant démontrée, on peut ranger les corps de manière que chacun soit positif avec ceux qui le suivent; on obtient la liste suivante :

Aluminium, zinc, plomb, étain, fer, cuivre, anthracite, argent, pyrite, platine, or, charbon de pile.

Ainsi, pour exemple, en posant un disque de cuivre sur un disque de charbon, et en les séparant, on trouve le cuivre positif et le charbon négatif.

Je commence à étudier l'existence de la force électromotrice de contact entre deux corps de même nature, mais à température différente; le corps chaud se charge négativement. Je réserve ces faits pour un prochain travail. Rien ne s'oppose à ce que la cause de l'électricité de frottement, de clivage, de pression, etc., soit toujours la force de contact. Je rappellerai entre autres les expériences de M. Gaugain, qui a classé les métaux selon le signe de l'électricité qu'ils acquièrent par frottement; la liste du physicien français coïncide avec la mienne, et notamment l'aluminium y précède le zinc. Je dois faire aussi un rapprochement entre le fait bien connu de la tendance à s'électriser négativement que la chaleur communique aux corps, avec le fait que je viens de signaler d'une différence de potentiel produite par une élévation de température.

Dans cet extrait, on a omis tous les détails des expériences requis pour se garantir des nombreuses causes d'erreur qui se présentent naturellement dans des recherches si délicates.

APPAREILS POUR MONTRER LA RÉFRACTION CONIQUE;

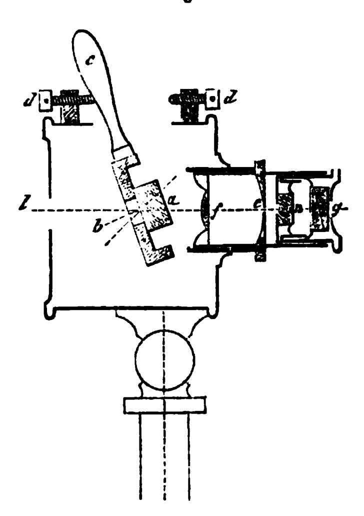
PAR M. LAURENT,
Constructeur d'instruments d'optique.

(Présentés par M. Lissajous à la Société de Physique; séance du 14 novembre 1873.)

Les deux appareils construits sont destinés à faire voir, soit par vision directe, soit en projection, l'expérience de la réfraction conique.

L'appareil est représenté (*fig.* 1). Il est monté à genoux sur un pied à rallonge : en *a* se trouve une arragonite, sur l'une des faces


Fig. 1.



de laquelle est une plaque percée d'un trou de $0^{mm},1$; cette arragonite peut n'avoir que 6 millimètres d'épaisseur. La pièce qui porte l'arragonite tourne autour d'un axe passant exactement par le trou; cette pièce s'incline au moyen du levier *c*, limité dans sa course par les vis d'arrêts *d*. On regarde le trou à travers l'arragonite au moyen d'une loupe *f* munie d'un œilleton ayant $0^{mm},3$ de diamètre. Les apparences aperçues sont les suivantes : le cristal, étant taillé perpendiculairement à la ligne moyenne, on ne voit qu'une seule image du trou quand les faces du cristal sont normales à la ligne *be*. Si l'on incline le cristal, l'image du trou se dédouble, et l'écartement des deux images va en croissant jusqu'au voisinage de la direction critique, où elle se déforme en lunules qui se joignent de façon à former un anneau; en dépassant cette direction, l'anneau se rompt, et la double image reparaît. On remarque que la fermeture de l'anneau se fait d'abord pour les rayons rouges, et que la rupture se fait en dernier lieu pour les rayons violets.

On peut rendre ce fait évident, en regardant l'anneau à travers un de ces verres violets qui ne laissent passer que le violet et le rouge. On peut alors avoir simultanément un anneau rouge sur lequel

s'aperçoivent, aux extrémités d'un même diamètre, deux images violettes du trou ou bien un anneau violet avec deux images rouges.

Si l'on place, devant l'œilleton, un prisme biréfringent *g*, on aperçoit deux images de l'anneau, dont chacune présente un point absolument noir. Ces deux points sont à 180 degrés l'un de l'autre, et tournent chacun de 180 degrés quand on fait tourner le prisme de 90 degrés.

On peut, entre l'oculaire et l'analyseur biréfringent, interposer un quartz perpendiculaire *n*, et alors les deux cercles sont colorés de teintes brillantes sur leurs contours, les teintes complémentaires étant toujours situées, sur les deux cercles, à 180 degrés l'une de l'autre.

Dans la figure, les pièces *g* et *n* sont figurées en place; elles doivent évidemment être enlevées quand on veut voir simplement le phénomène de la réfraction conique. En éclairant l'appareil du côté *l* avec la lumière solaire ou la lumière Drummond, on peut projeter l'image de l'anneau sur un écran. Il est bon, avec la lumière Drummond, d'employer un verre dépoli et de regarder par transparence.

OBSERVATIONS SUR LA NOTE PRÉCÉDENTE;

PAR M. LISSAJOUS.

(Société de Physique; séance du 14 novembre 1873.)

L'expérience de la réfraction conique *intérieure* avec réfraction cylindrique *extérieure* et celle de la réfraction conique *extérieure* ont été faites, pour la première fois, par M. Lloyd, et ont confirmé les études analytiques de M. Hamilton sur la surface de l'onde. L'expérience de la réfraction conique *extérieure* exigeait une arragonite épaisse sur les deux faces de laquelle étaient fixées deux plaques percées de trous étroits. La ligne de jonction de ces trous devait coïncider avec l'axe de réfraction conique. En projetant sur le premier trou un cône de rayons convergents, il émergeait par le deuxième trou un cône creux de lumière donnant une section annulaire sur un écran. En regardant directement à travers le deuxième trou, on apercevait une image diffuse avec une partie obscure au centre; l'expérience était d'un réglage difficile. En 1843, M. Soleil

construisit pour cette expérience un appareil facile à régler : il se composait d'une arragonite portant un diaphragme très-étroit à sa face antérieure, d'une lentille faisant fonction d'éclaireur, et d'une loupe simple destinée à regarder l'image du trou à travers l'arragonite. Celle-ci se déplaçait au moyen de plusieurs rappels, jusqu'à ce que la vision se fît suivant la direction convenable. Seulement l'image aperçue était confuse et multiple; l'appareil, en effet, laissait arriver à l'œil, par l'ouverture de la pupille, beaucoup de rayons étrangers au phénomène que M. Lloyd éliminait par le diaphragme placé à la seconde surface de l'arragonite.

J'ai reconnu, en 1845, qu'il était possible de rendre le phénomène très-net par vision directe et par projection, en plaçant le second diaphragme non pas sur la surface de l'arragonite, mais à l'œilleton même de l'oculaire. Le principe de mon appareil a été indiqué par M. Billet, dans son *Traité d'Optique physique*, t. II, p. 372. J'ai fait construire alors par Lerebours un appareil spécial dans lequel l'oculaire était remplacé par un microscope muni d'un œilleton très-étroit. Cet appareil a été détruit pendant le premier siége de Paris par un obus. Il m'avait permis de faire voir nettement la transformation de la double image du trou en une image annulaire; de constater l'inclinaison variable sous laquelle l'anneau se ferme pour les diverses couleurs; de faire avec le verre violet l'expérience citée ci-dessus; et enfin de reconnaître, avec un analyseur, la direction du plan de polarisation aux différents points de l'anneau, comme l'avait déjà fait M. Lloyd. L'interposition d'un quartz perpendiculaire, entre l'analyseur et l'œilleton, m'a été indiquée par M. Duboscq. La part personnelle de M. Laurent consiste donc dans une disposition spéciale qui, en appliquant les mêmes principes, réalise commodément l'expérience. Le soin avec lequel les trous de ces diaphragmes sont percés, l'emploi de loupes à forts grossissements, qu'un petit microscope remplacerait peut-être avec avantage, lui ont permis d'utiliser, pour cette expérience, des arragonites peu épaisses, ce qui a un véritable intérêt aujourd'hui que les beaux cristaux de cette substance sont presque impossibles à trouver.

RECHERCHES PHYSICO-CHIMIQUES SUR LES GAZ ET LES LIQUIDES CONDENSÉS PAR LE CHARBON POREUX;

Par M. MELSENS,
Membre de l'Académie royale de Belgique.

Par diverses Notes lues à l'Académie royale de Belgique ([1]), j'ai fait connaître les résultats de recherches physico-chimiques ayant pour objet principal l'étude de la condensation des liquides et des gaz par le charbon. J'extrais de ces Notes les passages qui me semblent devoir intéresser les physiciens.

1. *Liquéfaction des gaz absorbés par le charbon.* — On introduit du charbon récemment calciné, aussi rapidement que possible, dans la longue branche d'un tube de Faraday, au fond de laquelle on place un petit bouchon d'asbeste. Ce tube, qu'on laisse provisoirement ouvert aux deux bouts effilés prêts à être fermés au chalumeau, est entouré d'un linge humide sur lequel on place de la glace pilée, puis mis en communication avec les appareils donnant le gaz pur et sec sur lequel on veut expérimenter; on fait passer lentement un excès de gaz et l'on ferme les deux extrémités à la lampe; on connaît le poids du charbon, le poids du gaz absorbé, et, au besoin, on peut connaître le volume total de l'appareil.

Le tube, ainsi préparé (*fig.* 1), est placé dans un long tube de fer-blanc rempli d'eau et terminé par une ouverture qui laisse échapper la vapeur; la partie supérieure de ce tube est munie d'un bouchon que l'on garnit d'un mastic ou d'un lut convenable pour empêcher la vapeur de chauffer la courte branche plongée dans un mélange réfrigérant.

L'acide sulfureux ([2]), le chlore, l'éther chlorhydrique, le cyanogène, l'hydrogène sulfuré, l'ammoniaque, l'acide cyanhydrique ont été liquéfiés par cette méthode.

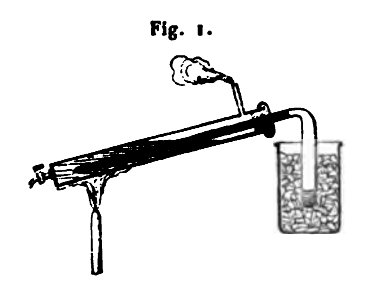
([1]) Mémoires couronnés et autres Mémoires publiés par l'Académie royale de Belgique, t. XXIII, 1873.

([2]) En utilisant l'action de l'acide sulfurique sur le soufre dans des vases de fonte, on obtient avec facilité et en grande quantité l'anhydride sulfureux liquéfié. Je ne suis pas parvenu à déterminer le point d'ébullition exact de l'anhydride sulfureux; mes nombreux essais confirment les expériences de M. V. Regnault.

La tension de vapeur de ce corps déterminée à 100° C. a donné sensiblement $F = 20093$ ou 26,44 atmosphères, d'après la formule de M. V. Regnault.

J'ajoute que mes tubes ont été déjà chauffés à différentes reprises, et que pour les démonstrations dans les leçons ils sont parfaitement suffisants; en effet, par le refroidissement, on voit le gaz condensé, et transformé en liquide dans la courte branche,

Fig. 1.



s'évaporer, bouillir et retourner au charbon pendant que du givre se dépose sur toute la partie du tube préalablement remplie de liquide.

Remarque. — Il est convenable, pour quelques gaz difficilement condensables, de rendre la petite branche plus étroite que la grande.

2. *Réaction des gaz condensés.* — L'hydrogène est brûlé à froid, à l'abri complet de la lumière, quand il passe sur du charbon saturé de chlore. Une partie de l'acide chlorhydrique formé se dégage, et la *combustion* est accompagnée d'un *abaissement de température.* L'eau est décomposée à froid et à l'abri de la lumière au contact du *charbon chloré;* il se forme de l'acide chlorhydrique et le charbon est brûlé à l'état d'acide carbonique; une partie du chlore se dégage, mais on constate une légère élévation de température.

L'acide chlorosulfurique, qui ne s'obtient que très-difficilement par l'action de la lumière solaire sur un mélange de chlore et d'anhydride sulfureux, s'obtient sans peine et en quantité considérable en faisant arriver les deux gaz simultanément dans de l'acide acétique cristallisable, ou en les faisant passer sur de la braise pure, qui les condense d'abord et provoque leur combinaison. Ces expériences peuvent se faire dans l'*obscurité complète.*

La lumière, ou les forces qu'elle représente, peut donc être remplacée par une *action de contact* ou un phénomène d'*affinité capillaire.*

3. *Des liquides au contact du charbon poreux.* — Les expé-

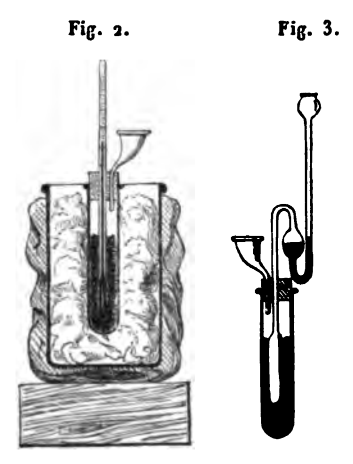
riences de MM. Favre et Silbermann prouvent que la chaleur latente de vaporisation est inférieure à la chaleur dégagée par la condensation de certains gaz dans les pores du charbon. D'autre part, Pouillet, en 1822, a reconnu le dégagement de chaleur produit chaque fois qu'un solide est mouillé par un liquide. J'ai étudié ce sujet et fait quelques expériences sur la chaleur produite par l'imbibition du charbon; je vais les faire connaître.

L'élévation de température obtenue au moyen du charbon et des liquides donne des nombres plus élevés que ceux trouvés par Pouillet pour beaucoup de solides et de liquides sur lesquels il a opéré.

Je n'ai pas eu à ma disposition un calorimètre, et mes expériences ont été faites dans un appareil que tout chimiste ou physicien peut monter et faire voir dans les cours.

Un grand vase à précipité en verre mince (*fig.* 2) est entouré d'un essuie-main; on le remplit d'ouate cardée; au centre, on place

Fig. 2. Fig. 3.



un tube d'essai en verre très-mince, d'une hauteur de 15 centimètres sur 2 de diamètre; un thermomètre donnant le dixième de degré C. plonge au centre, maintenu par un bouchon garni de platine, et portant une rainure par laquelle passe l'extrémité d'un entonnoir destiné à laisser écouler le liquide au centre du charbon.

Dans un cours, le thermomètre est remplacé avec avantage par un thermoscope (*fig.* 3).

En opérant sur 10 grammes de charbon et environ 25 centi-

mètres cubes de liquide, on a obtenu une élévation de température de plusieurs degrés avec l'éther, l'alcool et le sulfure de carbone; avec 11 grammes de charbon et 97 grammes de brome, l'élévation de température a été de 30 degrés C.

Je regrette de n'avoir pas été à même de faire des expériences exactes, et j'appelle l'attention sur la mesure de la force avec laquelle un liquide peut être attiré par une paroi solide.

Me basant sur les données de MM. V. Regnault, Thomson et Joule, et sur les résultats donnés par Pouillet, que je regarde comme plus exacts que les miens, je pense pouvoir admettre que, pour l'eau, cette force d'attraction se mesure par

$$(1,16 : \tfrac{1}{77}) \times 10 = 893 \text{ atmosphères},$$

une compression brusque de 10 atmosphères n'élevant la température de l'eau que de $\frac{1}{77}$ de degré C., et l'imbibition du charbon par l'eau produisant une élévation de température égale à $1°,16$ C.

En adoptant ces données pour les autres liquides, on arrive à

$(30 : \frac{1}{77}) \times 10 = 23100$ atmosphères	pour	le brome;
$(17 : \frac{1}{77}) \times 10 = 13090$	»	le sulfure de carbone;
$(6 : \frac{1}{77}) \times 10 = 4620$	»	l'éther;
$(4 : \frac{1}{77}) \times 10 = 3080$	»	l'alcool,

les nombres 30, 17, 6 et 4 étant environ l'élévation de température dans les circonstances de mes expériences.

Quoi qu'il en soit de ces données, elles prouvent que la tension des liquides volatils au contact du charbon doit être beaucoup affaiblie, et, en effet, en tenant compte du poids du charbon et du liquide volatil qui l'imprègne, on voit qu'une grande quantité de ce dernier reste fixée sur le charbon, bien que celui-ci soit porté à une température de beaucoup supérieure au point d'ébullition du liquide; en opérant dans un tube de Faraday, dont on refroidit la courte branche par un mélange de glace et de sel marin, un charbon imprégné de son poids de brome le retient complétement, bien qu'étant chauffé dans un courant de vapeur d'eau.

NOTE SUR UNE LIMITE NATURELLE DE LA FINESSE DES RAIES DU SPECTRE;

PAR LORD RAYLEIGH.

(Extrait de *Nature, Journal of Science*, n° 205, t. VIII; 1873.
Traduit par M. MAURAT.)

L'explication ordinaire de l'élargissement qu'éprouvent les raies du spectre par l'effet d'un accroissement de pression semble supposer que la largeur finie de ces raies dépend de la perturbation produite par les actions réciproques des molécules qui se rencontrent. Je désire montrer que, même dans l'hypothèse où chaque molécule exécuterait ses vibrations avec une parfaite régularité, la ligne spectrale résultante aurait encore une largeur finie, par suite du mouvement des molécules suivant la ligne de visée. D'après la théorie cinétique des gaz, les molécules du sodium, ou de n'importe quelle autre substance, se meuvent indifféremment dans toutes les directions et avec des vitesses qui varient autour d'une certaine moyenne. La loi de distribution de ces vitesses est probablement la même que celle qui nous est familière dans la théorie des erreurs, et d'après laquelle le nombre des molécules animées d'une vitesse donnée est d'autant plus grand que cette vitesse elle-même est plus voisine de la moyenne.

Les principes de cette théorie des gaz permettent de calculer le carré moyen de la vitesse des molécules, quand on connaît la pression et la densité. Si v désigne la vitesse dont le carré est égal à la moyenne, on trouve que, pour l'air à zéro degré : $v = 485$ mètres par seconde. A la température de la flamme, cette quantité peut être environ trois fois plus grande; pour une estimation grossière, il sera tout à fait suffisant de l'évaluer à 1500 mètres par seconde, en prenant la vitesse de la lumière égale à 300000000 de mètres. La longueur d'onde de la lumière émise par une molécule s'éloignant de l'œil avec la vitesse moyenne sera, en conséquence, plus grande de $\frac{5}{1000000}$ que si la molécule était en repos; le double de cette quantité sera une estimation modérée de la largeur des raies du spectre, attribuable à la cause que nous considérons. Nous pouvons conclure de là que, quelque raréfié que soit le gaz, et quelque parfaits que puissent être nos instruments, une ligne déterminée ne peut être

réduite à des limites plus étroites que la centième partie environ de l'intervalle des raies du sodium. Je dois laisser à des spectroscopistes plus exercés et plus habiles que moi le soin de décider si ce résultat est en harmonie avec l'apparence du spectre.

HORNSTEIN. — On a periodic change of the elements of the force of terrestrial magnetism (Sur une variation périodique des éléments de la force magnétique terrestre); *Anzeiger der K. Akademie der Wissenschaften in Wien;* 15 juin 1871. (*Proceedings of the Royal Society*, vol. XX, p 21.)

Les trois éléments : déclinaison, inclinaison et force horizontale, présenteraient, suivant l'auteur, une variation dont la période serait de vingt-six jours et un tiers. Pour Prague, la variation de la déclinaison, en 1870, s'élève à $0°,705 \sin(x + 19° 30')$, où $x = 0$ correspond au commencement de 1870 et $x = 360°$ au commencement de 1871. La constante de l'inclinaison est environ le tiers de celle de la déclinaison ; celle de l'intensité égale à environ 24 unités du quatrième ordre décimal (l'intensité au mois de juin 1870 était environ 2,0485).

L'auteur regarde cette variation comme liée directement à la rotation solaire ; le nombre 26 jours $\frac{1}{3}$, déduit des observations magnétiques, corrigé du mouvement de la Terre, donnerait pour la rotation solaire $24^j,55$, c'est-à-dire un nombre aussi concordant que possible avec la détermination de Spörer ($24^j,541$) déduite de l'observation des taches.

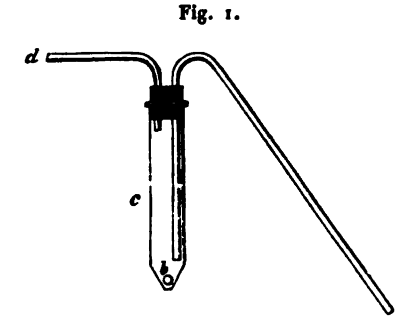
A. Cornu.

SEDLACZEK. — Ein neuer Heber (Nouveau siphon); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 333; 1873.

La petite branche (*fig.* 1) d'un siphon est entourée d'un tube plus large, qui est fermé en haut par un bouchon retenant un tube *d*, et dont l'ouverture inférieure est rétrécie et recouverte par une boule de verre *b* faisant soupape. Si l'on veut transvaser un liquide dan-

gereux à manier, on plonge le tube *c* dans le liquide, puis on souffle par le tube ouvert *d*. La boule de verre ferme l'orifice inférieur du

Fig. 1.



tube *c*; le liquide monte dans le siphon qui se trouve bientôt amorcé.

E. Gripon.

QUINCKE. — Ueber das Verhalten des polarisirten Lichtes bei der Beugung (Effets de la diffraction sur la lumière polarisée); *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 273.

Stokes a étudié, le premier, l'action que les réseaux exercent sur la lumière polarisée. Il espérait tirer de ses expériences des conclusions relatives à la direction des vibrations lumineuses par rapport au plan de polarisation. Considérons en effet une portion infiniment petite d'une onde polarisée, limitée par une ouverture étroite percée dans un écran opaque. Cette portion d'onde envoie de la lumière dans tous les sens, et, puisque les vibrations lumineuses sont perpendiculaires au rayon, les vibrations sur les divers rayons diffractés ne sont pas parallèles entre elles. Le plan de polarisation de la lumière diffractée, dans un azimut quelconque, différera donc, en général, du plan de polarisation de la lumière incidente.

Stokes suppose (¹) que l'éther a une constitution telle, qu'il ne peut transmettre de vibrations longitudinales, et démontre que, par la diffraction, la vibration se rapproche du plan qui contient le rayon incident et le rayon diffracté (plan de diffraction). D'après cela, le

(¹) *Voir* Verdet, *Polarisation par diffraction* (*Optique*, t. II).

plan de polarisation des rayons diffractés s'écartera ou se rapprochera du plan de diffraction, suivant que, dans la lumière polarisée, les vibrations seront perpendiculaires ou parallèles au plan de polarisation. Les expériences de Stokes, faites sur des réseaux au diamant, n'ont pas donné de résultats parfaitement concluants, mais semblent établir que les vibrations lumineuses sont perpendiculaires au plan de polarisation, ainsi qu'on l'admet depuis les travaux de Fresnel.

Holtzmann, opérant avec des réseaux au noir de fumée, obtint des résultats diamétralement opposés à ceux de Stokes. Depuis, divers expérimentateurs ont trouvé des résultats conformes, soit à ceux de Stokes, soit à ceux de Holtzmann. Eisenlohr, traitant la question théoriquement, dans l'hypothèse que les vibrations longitudinales sont transmises par l'éther, mais rapidement absorbées par des milieux pondérables, a donné une formule nouvelle pour le cas où l'on suppose les vibrations perpendiculaires au plan de polarisation. Cette formule concorde avec les résultats des expériences de Holtzmann mieux qu'aucune des deux formules données par Stokes pour le cas de vibrations perpendiculaires ou parallèles au plan de polarisation.

Tel était l'état de la question quand M. Quincke a entrepris ses travaux sur la diffraction. Dans un Mémoire, auquel fait suite celui que nous analysons aujourd'hui ([1]), l'auteur introduit dans l'étude des réseaux un élément de complexité, négligé à tort jusqu'ici. On considère, en effet, les réseaux comme formés de fentes étroites, de même largeur et équidistantes, séparées par des intervalles opaques. Or est-il permis de grouper, sous cette définition unique, des réseaux aussi différents que ceux que l'on obtient : 1° en tendant verticalement un grand nombre de fils opaques équidistants (*Drahtgitter*); 2° en recouvrant de noir de fumée l'une des faces d'une glace de verre et enlevant régulièrement l'enduit opaque avec une pointe traçante (*Russgitter*); 3° en traçant au diamant des sillons équidistants sur une lame de verre (*Furchengitter*)? M. Quincke a vérifié que l'intensité des images fournies par les réseaux dans la lumière ordinaire dépend essentiellement de la nature des réseaux, et, pour une même espèce, les réseaux sillonnés par exemple,

---

([1]) *Poggendorff's Annalen*, t. CXLVI, p. 65; et *Philosophical Magazine* (mai 1873).

de la profondeur des sillons, de la matière (air ou eau) qui les remplit; enfin, de toutes les circonstances, même les plus insignifiantes en apparence, qui modifient la nature de la surface où la diffraction se produit.

La complication des résultats fournis par la diffraction de la lumière naturelle se retrouve dans la diffraction de la lumière polarisée; l'effet obtenu dépend de conditions si multiples que l'on doit renoncer à l'espoir de rien apprendre à l'aide des réseaux, relativement à la direction des vibrations dans la lumière polarisée.

Dans une première série de recherches, l'auteur dispose le réseau qu'il étudie, avec ses ouvertures verticales, à plusieurs mètres de distance d'une flamme de sodium très-brillante. L'œil placé derrière le réseau aperçoit une série d'images rangées sur une même ligne horizontale, dont l'intensité varie avec la forme des ouvertures du réseau et avec l'angle de diffraction. Si l'on interpose alors entre l'œil et le réseau un prisme biréfringent achromatique dont la section principale est verticale, chaque image se dédouble, et l'on voit, par conséquent, deux rangées d'images; la rangée supérieure est formée d'images extraordinaires dont la lumière est polarisée parallèlement au plan principal de diffraction; la rangée inférieure d'images ordinaires polarisées perpendiculairement au même plan. Les images de même ordre superposées sont, en général, également brillantes; mais on aperçoit des différences pour les images les plus pâles, et alors c'est tantôt l'image ordinaire, tantôt l'image extraordinaire qui l'emporte. Il suffit même de déplacer le réseau que l'on emploie parallèlement à lui-même pour que les apparences changent complétement. On obtient des résultats analogues si le prisme biréfringent est placé entre le réseau et la source lumineuse, ou encore si l'on observe non plus la lumière transmise, mais la lumière réfléchie par le réseau. Ainsi, *suivant l'angle de diffraction, la forme des ouvertures et l'état de la surface du réseau, tantôt la lumière polarisée perpendiculairement, tantôt la lumière polarisée parallèlement au plan principal de diffraction, possède la plus grande intensité*.

Pour analyser de plus près l'effet de la diffraction, on a opéré de la manière suivante : un faisceau horizontal de rayons solaires fourni par un héliostat est reçu par un collimateur à fente verticale, et tombe sur un Nicol dont la section principale est inclinée à 45 de-

grés par rapport au plan principal de diffraction. La lumière polarisée traverse ensuite le réseau placé normalement ou obliquement aux rayons incidents avec ses ouvertures verticales, et enfin arrive à un Nicol analyseur, dont la section principale, perpendiculaire à celle du Nicol polariseur, est par conséquent à 45 degrés du plan principal de diffraction du côté opposé : on observe à l'aide d'une lunette achromatique.

Dans ces conditions, le champ serait entièrement noir s'il n'y avait pas de réseau; mais l'interposition d'un réseau quelconque entre les deux Nicols fait immédiatement apparaître une rangée horizontale d'images faiblement éclairées. Si l'on fait tourner le Nicol analyseur d'une petite quantité, on peut parfois éteindre l'une ou l'autre des images, mais non toutes à la fois. Il arrive même le plus souvent que l'on ne peut trouver une position du second Nicol capable d'éteindre une image déterminée; la lumière correspondante est alors polarisée elliptiquement, et l'on peut produire l'extinction en interposant un mica d'un quart d'onde, à moins que la lumière diffuse, mélange de rayons diversement colorés et de polarisation elliptique diverse, ne soit trop abondante dans le champ.

L'image centrale, pour divers azimuts β du Nicol analyseur comptés à partir du plan vertical et voisins de 45 degrés, paraît colorée, et la couleur dépend du réseau que l'on emploie. Si l'on interpose entre l'œil et l'analyseur un petit appareil spectral, on obtient un spectre de l'image centrale traversé par une bande noire. Quand on fait tourner l'analyseur, par exemple, dans le sens des azimuts β croissants, cette bande se déplace du rouge vers le bleu avec certains réseaux, du bleu vers le rouge avec d'autres réseaux de même espèce. Or la valeur de l'azimut β est d'autant plus grande que le rapport de l'amplitude de la lumière, polarisée perpendiculairement au plan principal de diffraction, à l'amplitude de la lumière, polarisée parallèlement à ce plan, est lui-même plus grand. Ainsi, *pour une série de réseaux, la lumière transmise correspondant à l'image centrale et polarisée parallèlement au plan principal de diffraction domine dans la partie rouge du spectre, tandis que la lumière polarisée perpendiculairement domine dans la partie bleue; l'inverse a lieu pour une autre série de réseaux.*

Les mêmes recherches ont été étendues aux images d'ordre quelconque et ont fourni des lois expérimentales particulières, suivant

la nature des réseaux employés; mais on a obtenu, avec les réseaux de fils opaques et les réseaux sillonnés (*Drahtgitter* et *Furchengitter*), ce résultat remarquable que, quand l'angle de diffraction correspondant à l'image observée augmente, l'azimut β, pour une même couleur, ne varie pas toujours dans le même sens, comme cela résulterait des théories de Stokes, de Holtzmann ou d'Einsenlohr, mais croît et décroît périodiquement d'une façon différente, avec un même réseau pour les diverses couleurs, et avec des réseaux différents suivant l'état de la surface et le milieu dans lequel s'effectue la diffraction. La différence de marche des rayons polarisés parallèlement et perpendiculairement au plan de diffraction, d'où résulte la polarisation elliptique de la lumière des images, est aussi soumise aux mêmes alternatives de croissance et de décroissance.

La conclusion à tirer des intéressantes recherches de M. Quincke c'est que la théorie complète des réseaux est encore à faire, même après les nouveaux développements que l'auteur a donnés à l'ancienne théorie. Quant à la direction des vibrations dans la lumière polarisée, on doit chercher ailleurs la solution du problème, ainsi que l'a fait M. Fizeau dans ses belles recherches sur le déplacement des franges d'interférence par le mouvement des milieux pondérables traversés par les faisceaux interférents.

E. Bouty.

TŒPLER. — Ueber einige Anwendungen der Luftreibung bei Messinstrumenten (Emploi de la résistance de l'air dans les instruments de mesure); *Wiener Academischer Anzeiger*, 1873.

Pour éteindre les oscillations de l'aiguille d'un galvanomètre, on attache, au-dessous de cette aiguille, en dehors du cadre, une lame mince d'aluminium de forme circulaire, de direction verticale. Le fil qui la supporte passe dans le couvercle d'une petite boîte métallique d'un diamètre et d'une hauteur un peu plus grands que le diamètre de la lame. Deux lames verticales formant des demi-cloisons sont disposées dans un plan perpendiculaire au plan de repos de la lame. Lorsque celle-ci est entraînée par les oscillations de

l'aiguille, elle s'approche de ces cloisons, et la résistance de l'air détruit promptement les oscillations.

E. Gripon.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 14 novembre 1873.

M. Lissajous présente un appareil de M. Laurent, qui permet de rendre facilement observable, et même de projeter sur un écran le phénomène de la réfraction conique. Il rappelle, à cette occasion, les expériences qu'il avait déjà faites sur ce sujet, il y a une vingtaine d'années, et dans lesquelles il avait signalé la condition expérimentale la plus essentielle pour le succès de l'expérience, qui est de diaphragmer fortement l'oculaire.

M. d'Almeida reproduit quelques-unes des expériences de M. Edelmann sur la projection des spectres des métaux au moyen de la lumière de Drummond. L'extrémité du chalumeau ordinaire est surmontée d'un cône creux en charbon de cornue, à l'extrémité duquel on enflamme le gaz. L'intérieur de ce cône est revêtu d'une pâte formée avec du picrate d'ammoniaque et le sel sur lequel on veut expérimenter. Les spectres du sodium, du baryum, du calcium sont projetés par cette méthode et rendus parfaitement visibles à tous les membres de la Société.

M. Cazin fait part de ses nouvelles recherches. Les deux pôles d'une pile sont mis en communication avec les deux armatures d'un condensateur. Dans le circuit est placée une bobine au centre de laquelle est placé un barreau de fer doux; ce dernier entre alors en vibration, indiquant par là qu'un courant intermittent passe dans la bobine.

M. Cazin rapproche le fait dont il s'agit de la discontinuité qu'il a déjà observée dans l'étincelle électrique, toutes les fois que cette étincelle jaillit entre des électricités contraires accumulées sur de larges surfaces.

Séance du 28 novembre 1873.

M. Maurat rappelle une expérience de regel due à M. Thomson, dans laquelle un fil métallique reposant sur un bloc de glace et supportant des poids à ses deux extrémités traverse ce bloc sans diviser les couches.

M. Gernez présente diverses expériences nouvelles sur la surfusion et la sursaturation.

Séance du 12 décembre 1873.

M. Cornu résume ses derniers travaux sur la transformation des objectifs photographiques; il montre qu'on peut trouver dans la variation de la distance des deux verres un moyen d'obtenir sensiblement dans un même plan les foyers des

rayons chimiques diversement réfrangibles qui ont la plus grande activité; il met sous les yeux de la Société quelques clichés obtenus au moyen d'instruments construits d'après ce principe.

M. Lissajous présente, au nom de M. Bourbouze, quelques expériences sur la composition des mouvements vibratoires. Au moyen de miroirs très-minces, fixés sur des membranes fermant des orifices pratiqués dans les parois de deux tuyaux rectangulaires, on obtient avec une grande facilité les courbes caractéristiques des divers intervalles musicaux.

A cette occasion, M. Lissajous montre quelques dessins de ces courbes obtenus au moyen d'un appareil à deux pendules oscillant dans des plans rectangulaires, imaginé par M. Tisley de Londres. M. Niaudet-Bréguet donne quelques détails sur la construction de cet instrument.

Séance du 26 *décembre* 1873.

M. Gréhant présente et décrit la machine pneumatique à mercure qu'il a fait construire par M. Alvergniat pour l'extraction du gaz dissous dans le sang. Une opération de cette nature est exécutée sous les yeux des membres de la Société.

M. Mascart montre un petit spectroscope où la dispersion est produite par un réseau obtenu à bon marché, au moyen de la reproduction photographique d'un autre réseau tracé avec le plus grand soin; il rappelle à cette occasion les essais qu'il a faits, il y a déjà plusieurs années, pour obtenir des réseaux au moyen de la photographie.

M. Fizeau fait observer que ces essais, qui n'ont pas eu de résultats entièrement satisfaisants, pourraient réussir peut-être aujourd'hui en se servant des objectifs construits conformément aux règles posées dernièrement par M. Cornu.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

4ᵉ série. — Tome XXX. — Décembre 1873.

Berthelot. — *Recherches calorimétriques sur l'état des corps dans les dissolutions* (5ᵉ et 6ᵉ Mémoire). — *Sur la constitution des sels acides en dissolution*, p. 433. — *Sur le partage d'une base entre plusieurs acides dans les dissolutions*, p. 456.

J. Boussinesq. — *Exposé synthétique des principes d'une théorie nouvelle des ondes lumineuses*, p. 539.

Edm. Becquerel. — *Observation sur un Mémoire de M. E. Marchand, relatif à la mesure de la force chimique contenue dans la lumière solaire*, p. 572.

Philosophical Magazine.

4ᵉ série. — Tome XLVI. — Décembre 1873.

HENRY DRAPER. — *Photographie du spectre de diffraction*, p. 417.

C. SZILY. — *Le principe d'Hamilton dans la thermodynamique*, p. 426.

LORD RAYLEIGH. — *Modes fondamentaux d'un système vibrant*, p. 434.

CH.-V. ZENGER. — *Nouveau spectroscope*, p. 439.

ROBERT MOON. — *Réplique aux dernières remarques du professeur Challis « sur les principes admis en hydrodynamique »*, p. 446.

A.-W. BICKERTON. — *Nouvelle relation entre la chaleur et l'électricité*, p. 450.

J. CLERK MAXWELL. — *Leçon sur les molécules*, p. 453.

OLIVER HEAVISIDE. — *Sur le galvanomètre différentiel*, p. 469.

W.-F. BARRETT. — *Quelques changements moléculaires remarquables qui ont lieu dans un fil de fer chauffé au rouge sombre*, p. 472.

W.-F. BARRETT. — *Parenté des métaux magnétiques*, p. 478.

Annales de Poggendorff.

Tome CXLIX. — Nº 8. — Année 1873.

E. RIECKE. — *Aimantation du fer doux*, p. 433.

P. RIESS. — *Mesure de la durée de la décharge de la batterie*, p. 474.

A. WINCKELMANN. — *Sur la chaleur dégagée par la dissolution des sels et la double décomposition qui accompagne cette dissolution*, p. 492.

H. HERWIG. — *Transport de la matière des électrodes dans l'arc voltaïque*, p. 521.

H.-S. RINK. — *Sur la vitesse du son d'après les expériences de M. Regnault*, p. 533.

G. LIPPMANN. — *Relations entre les phénomènes électriques et capillaires*, p. 546.

W. FEUSSNER. — *Sur les phénomènes d'interférence décrits par Sekulić*, p. 561.

K. VIERORDT. — *Absorption des matières colorantes par le charbon en poudre*, p. 565.

G. QUINCKE. — *Remarques sur la Note de M. Potier*, p. 571.

F. KOHLRAUSCH. — *Coefficient de dilatation du caoutchouc durci*, p. 577. — *Mesure du rapport des chaleurs spécifiques et de la vitesse de refroidissement de quelques gaz*, p. 579.

H. LEYSER. — *Nouvelle machine électrique construite sur le principe de Holtz*, p. 587.

A. BERGH. — *Emploi de la chaleur solaire comme force motrice*, p. 591.

J. LISSAJOUS. — *Le photonoptomètre, instrument propre à l'étude optique des mouvements périodiques ou continus*, p. 595.

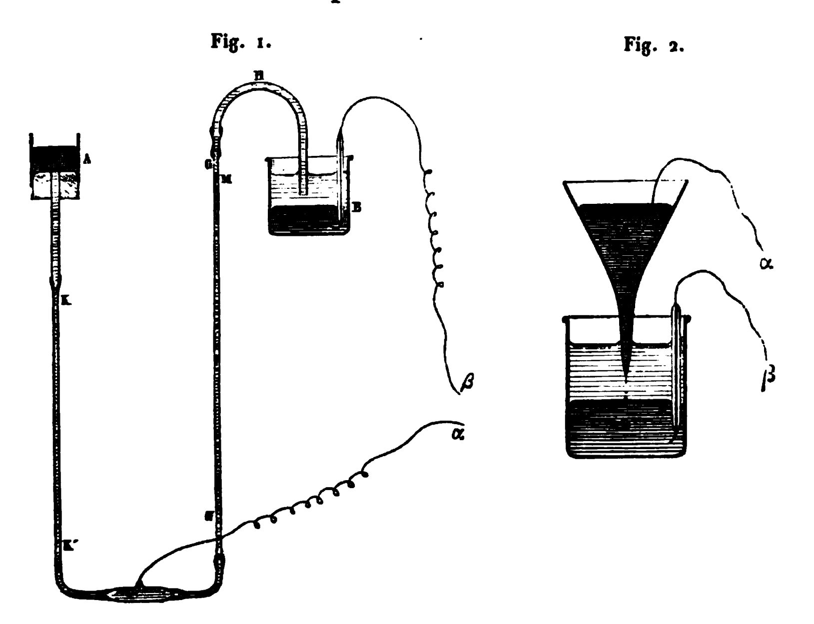
EXPÉRIENCES ÉLECTROCAPILLAIRES;

PAR G. LIPPMANN,
Ancien Élève de l'École Normale supérieure.

On peut montrer, par quelques expériences simples, une relation qui existe entre les phénomènes capillaires et électriques.

1° La constante capillaire à la surface de séparation de deux liquides est fonction de la force électromotrice de polarisation sur cette surface; 2° cette force électromotrice est fonction de la variation de l'aire de cette surface. (*Comptes rendus*, 9 juin 1873.)

Première expérience. — Un tube de verre capillaire GG′ (*fig.* 1) est mis en communication par un tube de caoutchouc avec un vase



plus large A contenant du mercure. La colonne de mercure se termine en M par un ménisque convexe; le niveau en M est moins élevé qu'en A (dépression capillaire). La partie supérieure du tube GG′ contient de l'acide sulfurique étendu, qui se continue à travers le tube H, jusque dans le verre B; au fond de ce verre se trouve une couche de mercure. Deux fils de platine α, β, isolés l'un de

l'autre, sont en contact avec les deux masses de mercure en A et B, et permettent de les mettre en communication avec l'extérieur.

Faisons communiquer α avec le pôle zinc, β avec le pôle cuivre d'un élément Daniell. Au moment où le circuit est fermé, le ménisque hémisphérique M s'abaisse brusquement et prend une nouvelle position d'équilibre.

La dépression capillaire (corrigée de la pression de l'acide) a augmenté de 0,35 de sa valeur. L'appareil constitue un voltamètre à électrodes de mercure, le courant commençant à développer sur ces électrodes une force électromotrice de polarisation, qui fait équilibre à la force électromotrice de l'élément Daniell, et qui fait cesser le courant avant qu'aucune action chimique visible se soit produite.

En d'autres termes, la force électromotrice de contact entre le mercure et l'eau acidulée en M ayant augmenté de 1 Daniell, la tension superficielle sur la même surface a augmenté de 0,35 de sa valeur primitive. Si l'on supprime la pile et qu'on réunisse α et β par un fil métallique, M reprend exactement sa position primitive.

La tension superficielle en M est fonction *continue* de la force électromotrice qui a lieu sur la même surface. On peut faire varier la force électromotrice en M d'une manière continue, en réunissant les pôles de la pile par un fil métallique, dont on fait varier la résistance d'une manière continue.

A chaque valeur de la résistance correspond une position d'équilibre du ménisque; ces positions d'équilibre se suivent d'une manière continue. Cette méthode a permis de déterminer, point par point, la courbe qui représente la variation de la constante capillaire en fonction de la force électromotrice de polarisation.

Deuxième expérience. — Cette expérience est l'inverse de la précédente : l'inverse, comme la production d'un courant induit est l'inverse d'une action électromagnétique.

La pile de l'expérience précédente est supprimée et remplacée par un galvanomètre; les extrémités du fil du galvanomètre communiquent avec α et β. Cette fois, l'aiguille étant au repos, on fait varier mécaniquement le niveau du mercure en M, en soulevant le réservoir A, ou bien en comprimant l'air qu'il contient. Aussitôt l'aiguille est déviée et indique un courant allant dans l'appareil de M en B. Si l'on renverse le sens du mouvement, le sens du courant est renversé. La quantité d'électricité dégagée est proportion-

nelle à la variation de la surface de contact des deux liquides dans le tube GG'.

Troisième expérience. — Un appareil plus simple que le précédent permet d'obtenir un courant électrique permanent.

Un entonnoir de verre A (*fig.* 2) contient du mercure qui s'écoule par la pointe effilée de l'entonnoir; cette pointe plonge dans l'eau acidulée contenue dans le vase B; au fond de ce vase est une couche de mercure; deux fils de platine α, β mettent la masse de mercure A et B en communication avec les extrémités du fil d'un galvanomètre. L'aiguille du galvanomètre est déviée dès que le circuit est fermé, et reste déviée d'une manière permanente aussi longtemps que dure l'écoulement, c'est-à-dire aussi longtemps que l'on veut. L'accroissement de surface de chaque goutte de mercure, qui grossit avant de se détacher de la masse continue A, est ici encore la cause du courant.

Électromètre capillaire. — L'appareil de l'expérience première, modifié, constitue le plus précis et le plus sensible des électromètres. Un tube de verre vertical, ouvert aux deux bouts, se termine à sa partie inférieure par un canal effilé de $0^m,005$ de rayon intérieur. On y verse une colonne de $0^m,850$ de mercure, laquelle est soutenue par la pression capillaire du ménisque de $0^m,005$ de rayon qui se forme dans la partie effilée. Ce ménisque forme (comme le ménisque M) une des électrodes d'un voltamètre à électrodes de mercure. Pour mesurer la force électromotrice d'une pile, on l'intercale entre ces deux électrodes. La force électromotrice de polarisation qui se produit fait équilibre à celle qu'on veut mesurer; en même temps, le ménisque est refoulé. On le ramène à sa première position, laquelle est déterminée par le réticule d'un microscope dont le grossissement est de 220, en exerçant sur le mercure une pression compensatrice avec de l'air comprimé, pression qu'on mesure directement et qui sert de mesure à la force électromotrice. Exemple : force électromotrice, 0,374 Daniell; pression, $0^m,234$ mercure. Pour de très-petites forces électriques, on peut laisser la pression constante, et mesurer à l'aide d'un micromètre oculaire le déplacement du ménisque. On a mesuré ainsi les millièmes et estimé les dix-millièmes de la force électromotrice d'un Daniell.

MÉTHODE NOUVELLE POUR LA DISCUSSION DES PROBLÈMES DE DIFFRACTION DANS LE CAS D'UNE ONDE CYLINDRIQUE

(SUITE ET FIN);

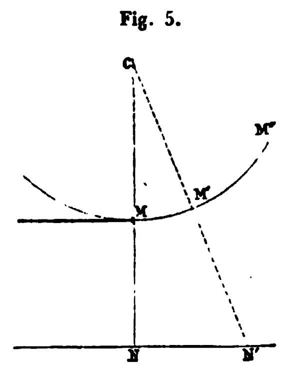
PAR M. A. CORNU.

III. — *Applications.*

Résultante de l'onde entière. — Elle est représentée en intensité par le carré de la distance des points asymptotiques = 2,000. Sa phase est $\frac{1}{8}$; autrement dit, la vibration résultante est en retard de $\frac{1}{8}$ de période sur celle du pôle de l'onde.

Ombre du bord d'un écran rectiligne indéfini. — Supposons que l'écran soit parallèle au plan du tableau NN′ (*fig.* 5) et que

Fig. 5.



son bord affleure au pôle de N, c'est-à-dire en M. Supposons le point N′ très-éloigné de l'ombre géométrique du bord de l'écran; l'arc efficace de l'onde se composera de la demi-onde M′M″ et de l'autre MM′ demi-onde presque tout entière; sur la ligne représentative, les arcs utiles se composent de toute la spirale de droite jusqu'au point asymptotique J (*fig.* 4) et de la spirale de gauche jusqu'à un point α d'une spire d'ordre élevé définie par la longueur MM′. A mesure que le point N′ se rapproche de N, M se rapproche de M′, et le point α se rapproche du centre de la ligne; l'intensité de la lumière sera représentée par le carré du rayon vecteur $J\alpha$; le point α décrivant les tours de la spirale de gauche, le

rayon vecteur offre des variations périodiques de longueur, variations qui augmentent d'amplitude, jusqu'à la dernière et la plus grande des spires où le rayon vecteur passe par le *minimum minimorum* et le *maximum maximorum* : telle est l'explication des franges extérieures de l'ombre de l'écran.

Lorsque le point N' arrive au point N, limite de l'ombre géométrique, le point α arrive au point μ ; l'intensité de la lumière, dans l'ombre géométrique, est donc représentée par le carré du rayon vecteur de la spirale de droite. A la limite de l'ombre, l'intensité est le quart de celle qu'aurait la lumière si les deux ondes agissaient simultanément, puisque l'amplitude est égale à la moitié de la distance des deux points asymptotiques J_1, J'_1 ; en deçà, l'amplitude décroît régulièrement jusqu'à zéro sans maxima ni minima, parce que le rayon vecteur de la spirale ne présente aucune variation périodique dans sa rotation autour du point asymptotique.

On peut représenter l'ensemble du phénomène par un tracé auxiliaire en construisant la courbe des intensités des franges successives. Il suffit de porter en ordonnées les carrés des rayons vecteurs (ou seulement les rayons vecteurs pour simplifier), menés du point asymptotique J à tous les points de la graduation de l'arc, les abscisses représentant le développement de l'arc. La courbe ainsi construite par points résout directement tous les problèmes qu'on peut se proposer sur les franges de l'écran ; les intensités sont les carrés des ordonnées ([1]). Leur position sur le tableau relativement à la position idéale de l'ombre géométrique se calcule par la formule (7) donnée plus haut.

La distance des franges à l'ombre géométrique est exprimée par une loi approximative très-simple, loi qui est évidente à l'inspection de la courbe. En effet, les maxima et les minima des rayons vecteurs correspondent très-sensiblement aux points d'intersection de la ligne représentative avec la droite JJ'. Cette droite coupe toutes les spires en une série de points ρ_1, ρ_2, ρ_3, ..., les indices impairs correspondant aux maxima et les impairs aux minima ; or il y a déjà une série de points β_1, β_2, β_3, ... dont on con-

---

([1]) Il est bon de ne pas oublier que l'intensité, dans le cas où l'écran n'existe pas, est mesurée par le nombre 2 (carré de la distance des points asymptotiques J, J'), de sorte qu'il faut diviser tous les nombres par 2 si l'on prend pour unité l'intensité de la lumière normale.

naît les distances à l'origine μ comptée sur l'arc. Ces distances sont $\mu\beta_1 = \sqrt{2}$, $\mu\beta_2 = \sqrt{4}$, $\mu\beta_n = \sqrt{2n}$, ainsi qu'on le vérifie sur la courbe et qu'on le démontre en intégrant l'expression $d\sigma = k\,ds$ et exprimant σ en fonction de ν; les points $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \ldots$ sont situés respectivement en arrière de ces points à $\frac{1}{8}$ de spire de distance; or, comme on avance d'une demi-spire en ajoutant 2 au nombre n sous le radical $\sqrt{2n}$, on reculera sensiblement de $\frac{1}{8}$ de spire en retranchant $\frac{2}{4} = \frac{1}{2}$ à ce nombre n. Donc les distances $\mu\rho_1, \mu\rho_2, \ldots, \mu\rho_n$ sont exprimées approximativement par $\sqrt{2 - \frac{1}{2}}$, $\sqrt{4 - \frac{1}{2}}, \ldots$, c'est-à-dire $\sqrt{\frac{3}{2}}$, $\sqrt{\frac{7}{2}}$, $\sqrt{\frac{11}{2}}, \ldots$, $\sqrt{\frac{4n-1}{2}}$; comme ces valeurs sont proportionnelles aux distances $x_1, x_2, \ldots, x_n$ des franges successives à l'ombre géométrique, la loi énoncée se trouve ainsi définie par une expression très-simple.

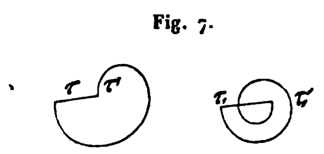
Ombre d'une fente. — Nous n'entrerons pas dans la discussion détaillée de ce cas; il n'offre aucune difficulté, d'après ce qui a été dit précédemment. Les intensités sont les carrés de la corde de l'arc $\tau\tau'$ de longueur constante, qui représente la largeur de la fente $2a$; la longueur de cet arc se calcule d'après la règle exposée plus haut, ainsi que la position correspondante des points du tableau. On obtient toutes les circonstances du phénomène en déplaçant cet arc $\tau\tau'$ sur toute la longueur de la double spirale.

Le lecteur pourra s'exercer à discuter d'abord le cas d'une fente très-large; on reconnaît sans peine l'existence de deux systèmes de franges tout à fait semblables à celles du bord d'un écran indéfini, dues aux deux bords de la fente; mais, au lieu de trouver un décroissement continu de la lumière vers les deux parties de l'ombre géométrique, on aperçoit des franges très-étroites et très-pâles, mais qui deviennent d'autant plus intenses (relativement à la lumière centrale) et plus larges que la fente est plus étroite.

Le cas d'une fente très-étroite est particulièrement instructif : l'*épanouissement* du faisceau diffracté, après le passage à travers une fente semblable, semble, au premier abord, incompatible avec les propriétés ordinaires de la lumière. La courbe représentative en donne une explication en quelque sorte intuitive : en effet, la

portion d'onde efficace étant égale à la largeur de la fente, l'arc correspondant $\tau\tau'$ sera très-petit, et sa corde, qui représente la racine carrée de l'intensité, gardera une valeur sensiblement constante sur tous les tours de spire où la courbure est relativement faible. Il en résulte que l'éclairement dû à la lumière diffractée est, sur une longueur considérable du tableau, sensiblement constant et égal à celui de la partie géométriquement éclairée (limitée aux points où l'arc $\tau\tau'$ contient l'origine μ); que, de plus, cet éclairement constant est proportionnel au carré de l'ouverture de la fente; enfin que l'intensité lumineuse va en décroissant jusqu'au moment où l'arc constant $\tau\tau'$ occupe une spire complète (*fig.* 7), parce que le

Fig. 7.



rayon vecteur passe alors par un minimum. Au delà, les alternatives se succèdent; il y a des franges sombres ou plus claires, suivant que l'arc $\tau\tau'$ comprend un nombre pair ou impair de demi-spires.

Un tracé graphique auxiliaire permettrait, comme dans le cas précédent, de représenter l'ensemble du phénomène.

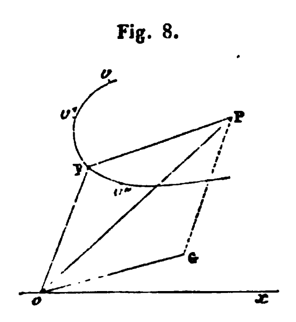
Remarque. — Ce phénomène d'épanouissement montre que, comme les ondes sonores (auxquelles les considérations précédentes s'appliquent sans réserve), les ondes lumineuses peuvent s'éloigner complétement de la propagation rectiligne qu'on est accoutumé à leur voir suivre. Dans l'un et dans l'autre cas, la cause de cette dérogation apparente est la même; c'est que l'ouverture qui leur livre passage est petite par rapport à la longueur d'ondulation.

Ombre d'un fil. — La discussion de ce problème est un peu moins simple que celle des exemples précédents, parce que l'on a à comparer deux portions d'ondes non contiguës, séparées par une portion inefficace, $\tau\tau'$ représentant la largeur du fil. Nous ne nous arrêterons pas à cette discussion.

Mais nous indiquerons une seconde marche plus instructive, qui consiste à déduire les résultats de l'ombre du fil de ceux de

l'ombre d'une fente de même largeur. Soit OF (*fig.* 8) la droite représentative du mouvement vibratoire envoyé en un certain point, quelconque d'ailleurs, du tableau.

Fig. 8.



Supposons maintenant qu'on enlève le fil; alors l'onde entière enverra un mouvement dont l'amplitude est représentée par $OP = JJ'$, $POx = 45°$, comme sur la ligne représentative. Si l'on substitue alors au fil une fente de même largeur et de même position, on aura, pour droite représentative du mouvement envoyé au même point du tableau, une droite OG; mais la diagonale du parallélogramme, construit sur OF et OG, doit reproduire OP, car la somme des deux parties de l'onde reproduit l'onde entière. Donc aussi la droite $FP = OG$ représente l'amplitude du mouvement dû à la fente, d'où l'on conclut la règle suivante : On porte, à partir du point P comme origine, les amplitudes $P\upsilon$, $P\upsilon'$, $P\upsilon''$,..., envoyées à divers points du tableau N, N', N'',..., dirigées suivant leurs phases respectives mesurées par l'angle polaire; on forme ainsi une courbe υ, υ', $F\upsilon''$,.... Cette même courbe représente aussi les amplitudes et les phases, correspondant aux mêmes points du tableau, dues à l'*écran complémentaire*, à la condition de prendre le point O comme origine des rayons vecteurs et des angles.

La méthode s'applique évidemment à tous les systèmes d'écrans complémentaires, c'est-à-dire aux écrans dont les pleins remplacent les vides, et réciproquement.

L'exemple le plus simple qu'on puisse prendre comme vérification est le cas, discuté plus haut, du bord d'un écran indéfini d'un côté; l'écran complémentaire serait celui qui, ayant même bord, se prolongerait à l'infini de l'autre côté. Le lecteur verra aisémen

que, dans ce cas, les deux points asymptotiques JJ′ (*fig.* 4) tiennent lieu des points OP, et que la courbe $v, v', v'', \ldots$ n'est autre que la double spirale elle-même.

IV. — *Calcul numérique d'un cas particulier.*

Construction pratique de la ligne représentative. — Si l'on veut effectuer quelques calculs numériques par la méthode qui vient d'être développée, il est bon de tracer l'épure de la *fig.* 4 à une échelle plus grande pour obtenir plus de précision. L'échelle de 20 millimètres pour $\nu = 0,1$ est très-commode; après la détermination des points par abscisse et ordonnée à l'aide de la table, on peut se dispenser du tracé à main levée de la courbe, tracé qui présente une certaine difficulté graphique, et l'exécuter tout entier au compas; en effet, le calcul du rayon de courbure en chaque point est très-simple. La formule (4) exprimée en fonction de ν se simplifie beaucoup, parce qu'on a choisi le coefficient arbitraire k, de manière à réduire à l'unité le coefficient des intégrales (6) qui expriment les coordonnées des points de la courbe :

$$R = k\,\frac{r\,d\lambda}{2\pi\,(r+d)}\,\frac{1}{s} = \frac{k}{\pi\nu}\sqrt{\frac{2(r+d)}{r\,d\lambda}} = \frac{1}{\pi\nu}.$$

Ainsi le rayon de courbure au point $\varepsilon = \nu$ se réduit à l'inverse de $\pi\nu$. Voici une table auxiliaire donnant de $\frac{2}{10}$ en $\frac{2}{10}$ de ν (ou de ε) la valeur du rayon de courbure :

ε	R	ε	R	ε	R	ε	R
0,2	1,592	1,2	0,265	2,2	0,145	3,2	0,100
0,4	0,796	1,4	0,227	2,4	0,133	3,4	0,094
0,6	0,530	1,6	0,199	2,6	0,122	3,6	0,089
0,8	0,398	1,8	0,177	2,8	0,113	3,8	0,084
1,0	0,318	2,0	0,159	3,0	0,106	4,0	0,080

A l'aide de ces nombres, qui sont exprimés en fonctions de l'unité avec laquelle on compte ν, on détermine l'ouverture de compas convenable pour tracer l'arc de courbe compris entre les deux

points voisins : ainsi, pour tracer l'arc contigu du point marqué v ou $\varepsilon = 1,0$, on prend sur l'échelle des abscisses la longueur de 0,318, avec un compas; on détermine le centre de courbure du point donné en traçant avec cette ouverture deux arcs de cercle du point 0,9 et du point 1,1 comme centre. De ce centre de courbure comme centre, on trace au crayon l'arc de cercle qui passe par ces deux points; comme vérification, il passe par le point intermédiaire 1,0; on continue ainsi de proche en proche.

A l'origine, la courbure étant infinie, la construction au compas est en défaut; mais on peut l'employer dès le groupe 0,3, 0,4, 0,5.

V. — *Problèmes numériques.*

1° *A quelle distance du tableau faut-il placer une fente, de largeur donnée 2a, pour que la frange centrale ait une intensité minima? Déterminer, en outre, cette intensité.*

Ce problème conduirait à des calculs assez compliqués, si on l'essayait par les méthodes ordinaires; il se résout à la simple inspection de la courbe. En effet, la partie efficace de l'onde doit être symétriquement disposée par rapport au pôle μ; dès lors il suffit de voir quels sont les points des deux spirales qui sont les plus voisins, et l'on aura le *minimum minimorum* d'intensité que puisse avoir la frange centrale due à une fente.

Avec le compas, on détermine aisément que les points de distance minima correspondent à $v = \pm 1,875$; la formule (5) permet de tirer de là, en remarquant que $s = a$,

$$\frac{2(r+d)}{rd\lambda}a^2 = (1,857)^2,$$

d'où l'on tire d si l'on connaît λ et $r+d$ (distance du tableau à la fente) [1]. Le problème n'est pas toujours possible, car la valeur de d est donnée par une équation du second degré.

---

[1] On a fait l'expérience avec une fente de $0^{mm},81$ de largeur : $2a = 0^{mm},81$, $d+r = 1024^{mm}$, $\lambda = 0^{mm},000624$ (verre rouge de vitrail, verre double coloré à l'oxydule de cuivre). L'expérience a donné $d = 184^{mm}$ avec une incertitude de $\pm 5^{mm}$: le calcul donne $d = 512^{mm} \pm 332 = 180^{mm}$ ou 844^{mm} : cette seconde valeur correspond au cas où la fente serait près de la source (la formule est symétrique en d et r), mais les franges sont si larges dans ce cas qu'on les observe moins bien.

L'intensité de la lumière est le carré de la distance des deux points; cette distance, relevée sur la courbe, $= 1,08$, d'où l'intensité $= 1,17$, si on la rapporte à celle de la lumière directe, c'est-à-dire sans aucun écran, qui est égale à $(JJ')^2 = 2$; l'intensité relative de la frange centrale est donc 0,585.

2° *Quelle est la distance des deux franges brillantes symétriques du centre de l'ombre d'une fente* $2a$ *observée dans les conditions suivantes :* $r = 785^{mm}$, $d = 239^{mm}$, $\lambda = 0^{mm},000624$ (¹), $2a = 0^{mm},81$?

La formule (5) permet de calculer l'arc de courbe $2v$ qui correspond à cet arc d'onde $2s = 2a$,

$$v^2 = \frac{2(r+d)}{rd\lambda}a^2, \quad \text{d'où} \quad v = \pm 1,694;$$

de sorte que l'arc total représentant la largeur de la fente sur la ligne représentative est égal à $3,388 = \tau\tau'$. Il faut tracer la courbe des amplitudes correspondant au déplacement relatif du centre de cet arc $\tau\tau'$. A cet effet, on commence par marquer les points τ_0, τ'_0, c'est-à-dire $\mu\tau_0 = +1,694$, sur l'une des spirales $\mu\tau'_0 = -1,694$; au compas, ou mieux avec une bande de papier, on relève la distance $\tau_0\tau'_0$ et on la porte en ordonnée à l'abscisse zéro; on avance de 0,1 le point τ_0, et on le désigne par τ_1; on recule τ'_0 de 0,1 jusqu'en τ'_1, et on relève $\tau_1\tau'_1$, qu'on porte en ordonnée à l'abscisse 0,1 et ainsi de suite. On construit ainsi une courbe dont le premier maximum correspond à l'abscisse $v = 0,58$; c'est l'ordonnée correspondant à la frange brillante. D'après la formule (7), on en conclut la distance au milieu de l'ombre

$$x = v\sqrt{\frac{(r+d)\lambda d}{2r}} = 0^{mm},18, \quad \text{d'où} \quad 2x = 0^{mm},36.$$

(¹) La longueur d'onde de cette lumière, produite par le verre rouge cité plus haut, a été déterminée à l'aide de deux fentes très-fines, d'environ $0^{mm},1$, découpées dans une lame de clinquant, dont les milieux étaient distants de $1^{mm},28 = 2a$; sept franges brillantes observées à une distance de $d = 244^{mm}$, dans le plan focal d'un micromètre à fil, ont donné $x = 0^{mm},119$ comme valeur moyenne d'une frange : on calcule λ par la formule

$$\lambda = \frac{2ax}{d}.$$

L'expérience a donné, pour la distance des deux franges brillantes, $2x = 0^{mm},39$, avec un peu d'incertitude, parce que les deux franges sombres contiguës sont pâles et mal définies.

Ces exemples suffisent pour permettre au lecteur de résoudre numériquement tous les problèmes analogues qu'il pourrait se proposer; mais il est bon de faire remarquer aux physiciens qui voudraient essayer des vérifications précises que toutes les franges de diffraction ne sont pas aussi bien définies que les franges des *deux miroirs de Fresnel,* par exemple, et que souvent il y a, non pas un maximum, mais une sorte d'arrêt dans la variation de l'intensité de la lumière, ce qui rend les mesures très-incertaines; il est donc bon de ne chercher des vérifications précises que dans le cas où les franges sont bien régulières.

NOTE SUR UN MOYEN D'AMPLIFIER CONSIDÉRABLEMENT LES DÉPLACEMENTS TRÈS-PETITS D'UNE TIGE RIGIDE, APPLICABLE AU PERFECTIONNEMENT DU SPHÉROMÈTRE ET DU COMPARATEUR;

PAR M. MARCEL DEPREZ,
Ingénieur.

Je suis parvenu à amplifier dans une proportion considérable les déplacements très-petits qu'une cause quelconque imprime à l'extrémité d'une tige rigide; il m'a suffi, à cet effet, de relier à cette extrémité un piston, pénétrant dans une capacité fermée, complétement remplie de liquide, et de faire communiquer cette capacité avec un tube capillaire, débouchant à l'air libre, et dans lequel on pouvait observer les variations de la colonne liquide.

Il est facile de se rendre compte que l'on peut obtenir de cette façon une amplification en quelque sorte illimitée. En prenant un tube capillaire de $\frac{1}{2}$ millimètre de diamètre et un piston de 5 centimètres seulement de diamètre, on arrive à amplifier les déplacements du piston dans le rapport de $\frac{(50)^2}{(0,5)^2} = \frac{250000}{25}$ ou *dix mille fois,* de sorte qu'un déplacement de $\frac{1}{1000}$ de millimètre est représenté par 10 millimètres.

Pour empêcher le liquide de s'échapper entre la surface du pis-

ton et celle du vase dans lequel il est engagé, j'ai fermé le corps de pompe par une membrane en caoutchouc, et le piston était composé de deux disques métalliques entre lesquels était serrée cette membrane : cette disposition est convenable, puisque les déplacements du piston doivent évidemment rester enfermés entre d'étroites limites.

Enfin toutes les précautions habituelles ont été prises pour bien remplir la capacité ainsi fermée et pour calibrer exactement le tube capillaire.

Pour éviter les variations de volume dues aux changements de température, pendant le cours d'une expérience, on peut se contenter le plus souvent d'envelopper les parois de la capacité qui contient le liquide de substances conduisant mal la chaleur, et, pour maintenir le niveau du liquide dans des limites commodes d'une expérience à l'autre, il suffit d'adapter à ce réservoir une vis à pas très-fin, plongeant dans le liquide, et qui sert à faire varier le niveau en l'enfonçant plus ou moins.

Ce dispositif apportera, je crois, un perfectionnement notable aux sphéromètres et aux instruments destinés à mesurer de faibles longueurs avec une grande précision.

La difficulté d'emploi de cet instrument réside dans l'incertitude qui existe relativement à la pression que l'on exerce, avec la pointe de la vis, sur le corps à mesurer ou sur le plan d'appui, cette pression pouvant avoir pour effet de déprimer les surfaces d'une façon très-appréciable et de fausser ainsi les résultats.

Aussi M. Brunner a-t-il voulu apporter un perfectionnement à cet instrument en l'associant au comparateur; ce perfectionnement consiste à faire porter la pointe de la vis contre un petit plan d'appui convenablement ménagé sur le petit bras d'un léger levier métallique. La pression exercée par la vis fait déplacer le long bras de ce levier formant aiguille; en tournant la vis de façon à amener toujours cette aiguille au même point, on est certain d'exercer toujours la même pression.

Ce comparateur peut évidemment être remplacé par la disposition que nous avons décrite plus haut; supposons, en effet, que l'on prenne pour plan d'appui de la pointe de la vis du sphéromètre la base d'un piston pouvant pénétrer dans une capacité rem-

plie de liquide et communiquant avec un tube capillaire; la pression exercée par cette vis sur le piston aurait pour effet de déplacer l'extrémité de la colonne liquide dans ce tube, de façon à amplifier considérablement les déplacements les plus petits du piston : on obtiendrait donc le même effet qu'avec le comparateur; mais, comme il sera possible d'obtenir avec cet appareil une amplification beaucoup plus considérable, on voit que l'on obtiendra ainsi un instrument beaucoup plus sensible.

CONSTRUCTION D'UN ÉTALON DE RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE;

PAR M. A. CROVA.

Il est facile de construire un étalon de résistance électrique, généralement préférable à ceux que fournissent les constructeurs, en faisant usage de la méthode que j'ai indiquée il y a quelques années ([1]), et qui est un perfectionnement de celle de Siemens ([2]).

On prend deux tubes presque capillaires et autant que possible à minces parois. On commence par s'assurer, en faisant courir un index de mercure le long des tubes, que leur diamètre varie très-peu d'une extrémité à l'autre. Cela fait, on les gradue en millimètres, soit à la machine à diviser, soit sur une bande de papier collée sur le tube. On les divise ensuite en n parties égales, chacune de l millimètres de longueur (selon la régularité des tubes, l variera de 40 à 60 millimètres), et l'on fait courir le long du tube un index de mercure dont la longueur est inférieure à l, en amenant son centre successivement au milieu de l'intervalle des grandes divisions.

Soient h, h', h'',... les longueurs de cet index, lorsque son milieu se trouve aux distances $\frac{l}{2}$, $\frac{3l}{2}$, $\frac{5l}{2}$,..., comptées à partir d'une extrémité du tube, et s, s', s'',... les sections du tube en ces points.

De nombreux essais m'ont appris qu'il est très-rare de trouver un tube dont le volume intérieur soit comparable à celui d'un

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXVIII, p. 415.
([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LX, p. 252.

tronc de cône sur une longueur un peu grande, mais que cette condition est parfaitement admissible sur une longueur de 40 à 60 millimètres, si les tubes ne sont pas trop irréguliers. Dans ce cas seulement, on peut appliquer la formule de Siemens.

La capacité intérieure du tube, entre les points $\frac{l}{2}$ et $\frac{3l}{2}$, peut en effet être assimilée au volume d'un tronc de cône de hauteur l, et dont les bases sont s et s'. La résistance de la colonne de mercure comprise dans cet intervalle sera donc $\frac{l}{\sqrt{ss'}}$; celle de l'intervalle suivant $\frac{l}{\sqrt{s's''}}$, et celle du dernier intervalle $\frac{l}{\sqrt{s^{n-1}s^{n}}}$. Restent aux deux extrémités du tube deux longueurs égales chacune à $\frac{l}{2}$; on peut les supposer cylindriques et de section s et s_n. La résistance totale du tube sera donc

$$R = l\left(\frac{1}{2s} + \frac{1}{2s_n} + \frac{1}{\sqrt{ss'}} + \frac{1}{\sqrt{s's''}} + \ldots + \frac{1}{\sqrt{s_{n-1}s_n}}\right);$$

mais comme on a

$$shd = p,$$

d étant la densité du mercure et p le poids de l'index,

$$R = \frac{ld}{p}\left(\frac{h+h_n}{2} + \sqrt{hh'} + \sqrt{h'h''} + \ldots + \sqrt{h_{n-1}h_n}\right).$$

Pour introduire commodément les tubes dans le circuit et assurer la constance de leur température, je les fixe, à l'aide de gomme laque, à l'extrémité de deux manchons en verre qui traversent parallèlement un bouchon de liége. Ce système est alors plongé lentement dans un large tube de verre vertical rempli de mercure pur, dont le bouchon de liége ferme l'orifice. Le mercure monte lentement dans les tubes capillaires, et finit par se mettre dans les manchons qui les surmontent, à peu près au même niveau que dans le large tube.

On plonge dans le mercure des manchons les deux extrémités des conducteurs, terminées par des lames de platine amalgamées.

La résistance de l'étalon à t degrés sera donc

$$R = (R_1 + R_2)(1 + 0{,}00095\, t),$$

0,00095 étant le coefficient d'augmentation de résistance du mercure pour une élévation de température de 1 degré, et R_1 et R_2 les résistances de chaque tube à 0 degré.

La température est indiquée par un thermomètre dont la tige passe à travers le bouchon de liége, et dont le réservoir plonge dans le mercure du large tube.

La résistance ainsi calculée représente des unités mercurielles dites de Siemens. La résistance en *ohms* (¹) s'obtiendra en multipliant R par le facteur 0,9536.

Ces étalons se prêtent à plusieurs vérifications :

1° On enlève le thermomètre du bouchon et, par l'ouverture restée libre, on fait plonger dans le mercure du large tube l'extrémité de l'un des conducteurs, tandis que l'autre plonge alternativement dans l'un et l'autre des manchons qui terminent les deux tubes de résistance.

On obtient ainsi séparément, en faisant usage des méthodes connues et d'un bon rhéostat, les valeurs de R_1 et de R_2 en longueurs de fil du rhéostat.

2° On plonge les deux conducteurs dans les manchons des deux tubes de résistance. On obtient ainsi la valeur de $R_1 + R_2$.

3° L'un des conducteurs étant plongé dans le mercure du long tube et l'autre dans l'un des manchons, on réunit le mercure des deux manchons par un conducteur de résistance négligeable. On obtient ainsi la résistance $\frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$ des deux tubes réunis en section, ce qui constitue une seconde vérification.

La méthode du galvanomètre différentiel de M. Becquerel est, dans ces cas, préférable à celle du pont de Wheatstone, à cause de sa sensibilité. Afin de ne pas être obligé de consulter à la fois le rhéostat et le galvanomètre, il est commode de projeter sur un écran l'image d'une flèche éclairée par une lampe et réfléchie par le miroir du galvanomètre; il suffira de marquer sur l'écran la position d'équilibre de l'aiguille.

Il importe aussi d'intercaler une clef de Morse sur le trajet du courant avant sa bifurcation, et de chercher à établir l'égalité des deux branches du courant, en pressant un instant très-court la clef

(¹) *Journal de Physique*, t. II, p. 211.

du bouton. Cette précaution, recommandée déjà par plusieurs physiciens [1], est d'autant plus nécessaire qu'il est facile de s'assurer que, même avec des courants très-faibles, l'échauffement des conducteurs n'est pas toujours négligeable, lorsque l'on fait usage de méthodes très-délicates. Pour cela, après avoir établi sensiblement l'égalité des deux courants en appuyant pendant des instants très-courts sur le contact, on fixera ce dernier d'une manière permanente, et l'on verra, dans certains cas, l'aiguille subir une déviation croissante qui atteint vite un maximum. Il arrive souvent que l'aiguille subissant, lors des contacts très-courts, une légère déviation vers la droite, on voit, par suite d'un contact prolongé, cette déviation diminuer assez vite et passer du côté opposé. Le sens de cette déviation indiquera de quel côté a lieu le plus grand développement de chaleur, et l'on pourra ainsi modifier l'intensité du courant ou la résistance des conducteurs de manière à annuler cette cause d'erreur.

LENTILLE ÉQUIVALENTE D'UN SYSTÈME OPTIQUE;

PAR M. DE LISLEFERME,
Ingénieur de la Marine en retraite.

M. Gernez a exposé, dans le t. IV des *OEuvres de Verdet*, la théorie de Gauss, complétée par M. Listing, des lentilles épaisses composant un système optique centré; le même sujet a été traité par MM. Gavarret et Martin. Nous pouvons donc prendre pour point de départ les formules fondamentales exprimant, pour une lentille simple, la longueur focale et la distance de chaque nœud à la face correspondante. Ainsi, désignant par ε l'épaisseur de la lentille, et regardant les rayons de courbure r, r' comme positifs dans le cas de la lentille biconvexe (*fig.* 1), et posant en outre

$$\varphi = \frac{n}{n-1}r, \quad \varphi' = \frac{n}{n-1}r',$$

la longueur focale, comptée à partir du nœud correspondant, est

[1] *Journal de Physique*, t. II, p. 289.

exprimée par

$$f = \frac{1}{n}\frac{\varphi\varphi'}{\varphi + \varphi' - \varepsilon}.$$

Les distances des points nodaux N, N′ à leurs faces respectives A, A′ sont

$$AN = a = \frac{\varepsilon f}{\varphi'},\quad A'N' = a' = \frac{\varepsilon f}{\varphi};$$

et, si l'on désigne par l la distance qui sépare les points nodaux (distance que M. Listing nomme *insterstice*), on aura la relation

$$\varepsilon = a + a' + l.$$

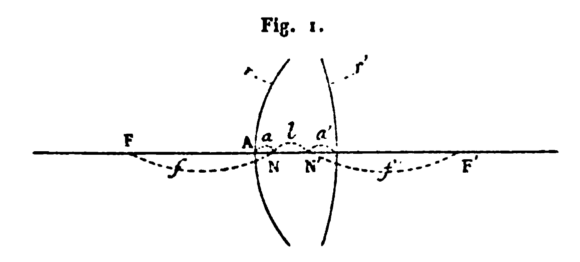
Telles sont les formules relatives à une lentille séparant deux milieux de même indice de réfraction.

Lorsqu'on étudie un système centré de lentilles, et que le but qu'on se propose est de déterminer les directions des rayons sortants, on sait qu'il est inutile de suivre la marche de la lumière incidente à travers chaque milieu, et que le système peut se réduire, comme dans le cas d'une lentille unique, à quatre points et plans cardinaux, sous la restriction que les milieux extrêmes soient de même indice.

On peut donc se proposer de chercher quelle serait la lentille unique ayant les mêmes points cardinaux, et cette lentille sera dite *équivalente* du système (abstraction faite des diverses aberrations).

Soient F, N, N′, F′ les quatre points cardinaux déduits d'une combinaison optique. Ils sont déterminés l'un par rapport à l'autre

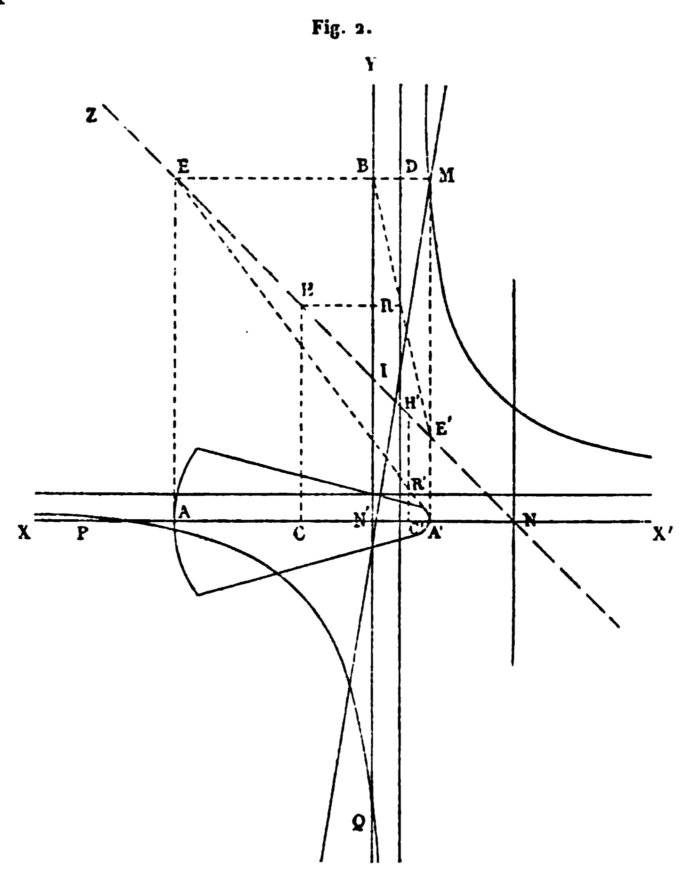
Fig. 1.



au moyen de la longueur nodale $NN' = l$ et de la longueur focale $NF = N'F' = f$, et l'on peut dire que l et f sont les *caractéristiques* du système pris isolément et considéré sous le rapport de la déviation terminale qu'il imprime aux rayons incidents. Nous con-

viendrons de regarder l comme positif, lorsque, en suivant la direction de la lumière incidente, le premier nœud N se présentera avant le second nœud N′; f sera positif lorsque le point F sera avant N, et F′ après N′.

Fig. 2.



L'élimination de $\varphi, \varphi', \varepsilon$ entre les relations précédentes conduit à

$$(n-1)(a+a')f - naa' = fl,$$

et si, prenant le point N′ pour origine des coordonnées, on représente a par y, a' par x, on aura la relation

$$y = f\frac{l-(n-1)x}{(n-1)f-nx},$$

qui représente une hyperbole équilatère ayant pour asymptotes

$$y = \frac{n-1}{n} f, \quad x = \frac{n-1}{n} f,$$

et coupant les axes aux points P, Q, donnés par

$$N'P = N'Q = \frac{l}{n-1}$$

(*voir* la *fig.* 2, dans laquelle on a supposé l négatif et f positif).

Soit M un point de la courbe; son abscisse donnera le sommet A′ de la seconde face de la lentille, et si, par le premier nœud N, on mène NZ à 135 degrés sur l'axe des x, le point M projeté en E, puis en A, fournira en dernier lieu le sommet de la première face.

La figure montre que l'épaisseur de la lentille sera

$$\varepsilon = AA' = ME = ME'.$$

Il ne reste plus à déterminer que les rayons de courbure des faces.

Des relations

$$\varphi = \frac{n}{n-1} r, \quad a' = \frac{\varepsilon f}{\varphi},$$

on tire

$$a' : \varepsilon :: \frac{n-1}{n} f : r.$$

Semblablement, on aura

$$a : \varepsilon :: \frac{n-1}{n} f : r';$$

or les triangles semblables DRB, ME′B donnent

$$MB : ME' :: DB : DR, \quad \text{ou} \quad a' : \varepsilon :: \frac{n-1}{n} f : DR;$$

donc

$$r = DR = DI - IR = DE - RH = AC.$$

Il s'ensuit que le point C est le centre de la première face.

D'autre part, les triangles A′AE, A′C′R′ donnent

$$AE : AA' :: C'R' : C'A', \quad \text{ou} \quad a : \varepsilon :: \frac{n-1}{n} f : C'A';$$

donc

$$r' = C'A',$$

et le point C′ est le centre de la seconde face. La lentille se trouve ainsi déterminée de forme.

On voit que la question, telle qu'elle a été posée, est susceptible d'une infinité de solutions; le point M peut donc être déterminé de manière à satisfaire à certaines conditions, et l'on peut se donner *a priori*, soit l'épaisseur ε de la lentille, soit le rapport $\frac{r}{r'} = \frac{\gamma}{x}$ des rayons de courbures.

Il est intéressant de discuter la forme de la lentille équivalente, suivant la position du point M, en tenant compte des signes que peuvent avoir l et f et de leur rapport.

Sans vouloir donner à ces considérations une importance pratique qu'elles ne peuvent avoir, je dirai seulement que MM. Nachet et Hartnack construisent pour leurs microscopes des oculaires massifs qu'ils substituent aux oculaires ordinaires à deux lentilles. M. Nachet emploie deux qualités de verres pour obtenir l'achromatisme; je ne sais s'il en est de même pour ceux de M. Hartnack.

PREMIER RAPPORT DU COMITÉ DE L'ASSOCIATION BRITANNIQUE CHARGÉ DU CHOIX ET DE LA NOMENCLATURE DES UNITÉS DYNAMIQUES ET ÉLECTRIQUES.

(Membres du Comité : Sir W. Thomson, professeur G.-C. Foster, professeur J.-C. Maxwell, M. G.-J. Stoney, professeur Fleeming Jenkin, Dr Siemens, M. F.-J. Bramwell, et professeur Everett, rapporteur.

(Traduit par M. d'Almeida.)

Nous regardons comme la plus urgente partie de la tâche qui nous a été confiée celle qui concerne le choix et la nomenclature des unités de force et d'énergie, et nous sommes prêts à faire des recommandations précises sur ce point.

Une partie plus étendue et plus difficile de notre devoir est le choix et la nomenclature des unités électriques et magnétiques. A ce sujet, nous sommes prêts à recommander définitivement les unités qu'il faut choisir; mais nous ne pouvons donner qu'une nomenclature provisoire.

Jusqu'au temps présent, il a été nécessaire à toute personne qui

désire spécifier une grandeur *en mesure absolue* de mentionner les trois unités fondamentales de masse, de longueur et de temps, qu'elle a choisies comme base de son système. Cette nécessité disparaîtra si un choix déterminé des trois unités fondamentales est adopté une fois pour toutes et accepté par le consentement général des hommes de science. Nous pensons qu'un tel choix doit être fait tout d'abord, et fait de telle façon qu'il n'y ait aucune nécessité ultérieure de l'amender.

Nous pensons que, dans le choix de chaque espèce d'unité dérivée des précédentes, toutes les multiplications ou divisions arbitraires, par les puissances de 10 ou par d'autres facteurs, doivent être rigoureusement évitées, et que tout le système des unités de force, de travail, des éléments électrostatiques et magnétiques doit avoir un niveau commun; elles doivent toutes dériver directement des trois unités fondamentales choisies une fois pour toutes.

La bonne réussite de cette résolution implique l'adoption de quelques unités, qui sont excessivement grandes ou excessivement petites, comparées aux grandeurs qui se rencontrent dans la pratique; mais le remède à ce défaut est fourni par la méthode des multiples et des sous-multiples décimaux, qui a déjà été adoptée très-largement et dont nous désirons recommander l'usage général.

Sur la première question, celle des unités de masse, de longueur et de temps, qui doivent être recommandées comme base de tout système, une discussion prolongée a eu lieu. Le principal point de la discussion a porté sur les avantages du gramme [1], du *mètre* et de la seconde, opposés à ceux qu'offrent le gramme, le *centimètre* et la seconde. La première combinaison avait un avantage, la simplicité du mot *mètre*, tandis que la dernière avait l'avantage de faire l'unité de masse pratiquement identique à la masse de l'unité de volume d'eau : en d'autres termes, de l'égaler pratiquement à la densité de l'eau. Maintenant nous sommes à très-peu près tous unanimes à regarder ce dernier élément de simplicité comme le plus important des deux, et, pour soutenir cette manière de voir, nous désirons citer l'autorité de sir W. Thomson, qui a longtemps

---

[1] Le mot *gramme* signifie évidemment, ici et dans tout le rapport, *la masse du gramme*, ou plus correctement encore *une masse égale à celle de* 1 *centimètre cube d'eau* à la température du maximum de densité.

insisté très-fortement sur la nécessité d'employer des unités qui remplissent cette condition.

En conséquence, nous recommandons l'adoption générale du *centimètre,* du *gramme* et de la *seconde,* comme les trois unités fondamentales et, jusqu'au moment où des noms spéciaux seront appropriés aux unités électriques et magnétiques qui en dérivent, nous recommandons qu'elles soient distinguées des unités absolues, dérivées d'un autre système, par les lettres C. G. S. placées en avant : ces lettres sont les lettres initiales des noms des trois unités fondamentales.

Des noms spéciaux, s'ils étaient courts et convenables, seraient, dans l'opinion de la majorité, meilleurs que les désignations provisoires « unités C. G. S. de... (¹) ». Plusieurs listes de noms ont déjà été proposées, et nous considérerons attentivement toutes les nomenclatures qui nous seront adressées par les personnes qui s'intéressent à la nomenclature électrique.

L'*ohm*, tel qu'il est représenté par l'étalon original, est approximativement 10^9 *unités* C. G. S. de résistance ; le *volt* est approximativement 10^8 *unités* C. G. S. de force électromotrice, et le *farad* est approximativement $\frac{1}{10^9}$ *unité* C. G. S. de capacité.

Pour exprimer les multiples, ou sous-multiples décimaux élevés, nous recommandons le système introduit par M. Stoney, et qui a déjà été employé en électricité. Il consiste à noter l'exposant de la puissance de 10, qui sert de multiplicateur par un nombre cardinal qui termine le mot, si l'exposant est positif, et par un nombre ordinal placé en préfixe, si l'exposant est négatif. Ainsi 10^9 grammes s'exprime par un *gramme-neuf ;* $\frac{1}{10^9}$ de gramme, s'exprime un *neuvième-gramme ;* la longueur approchée d'un quart du méridien de la Terre est un *mètre-sept* ou un *centimètre-neuf.*

Pour la multiplication et la division par un million, les préfixes *méga* et *micro* peuvent être convenablement employés selon la coutume présente des électriciens. Ainsi le *méghom* est un million d'ohms et le *microfarad* est la millionième partie d'un farad. Le

(¹) Les auteurs proposent de mettre ces trois lettres C. G. S. entre l'article et le substantif *unité*. Ainsi ils écrivent *la* C. G. S. *unité de force ;* nous avons cru devoir écrire l'*unité* C. G. S. *de force*.

préfixe *méga* est équivalent à l'affixe *six;* le préfixe *micro* est équivalent au préfixe *sixième*.

Les préfixes *kilo, hecto, déca, déci, centi, milli* peuvent être aussi employés dans leur sens ordinaire devant tous les nouveaux noms d'unité.

Relativement au nom qu'il convient de donner à l'*unité* C. G. S. *de force,* nous recommandons celui qui est dérivé de δύναμις. La forme *dynamie* (*dynamy*) semble la plus satisfaisante aux étymologistes; *dynam* est également intelligible, mais sonne étrangement aux oreilles anglaises; la forme plus courte *dyne,* quoique non construite suivant les règles strictes de l'étymologie, sera probablement préférée en Angleterre. Persuadés qu'il est désirable de construire un système qui devienne international, nous pensons que la terminaison du mot ne doit pas être décidée, pour le présent.

Nous voudrions sérieusement que, quel que soit le mot employé, le sens en fût strictement limité à l'unité de force du système C. G. S., c'est-à-dire *à la force qui, agissant sur* 1 *gramme de matière pendant une seconde, imprime une vitesse de* 1 *centimètre par seconde.*

L'*unité* C. G. S. *de travail* est le travail effectué par cette force pour un déplacement de 1 centimètre, et nous proposons de tirer son nom de quelque dérivé du mot grec ἔργον. Les formes *ergon, ergal, erg* ont été proposées; mais la deuxième de ces formes a été employée par M. Clausius, dans un sens différent. Dans ce cas également, nous proposons, pour le moment, de laisser la terminaison indéterminée, et nous demandons que le mot *ergon* ou *erg* soit strictement limité à l'unité C. G. S. de travail, ou à ce qui dans les mesures est équivalent à l'*unité* C. G. S. *d'énergie,* l'énergie étant mesurée par la quantité de travail qu'elle représente.

L'*unité* C. G. S. *de puissance* est la puissance d'effectuer le travail d'*un erg par seconde,* et la puissance d'une machine, dans les conditions données de travail, peut être spécifiée en *ergs par seconde*.

Pour les comparaisons grossières que l'on aura besoin de faire avec les unités ordinaires (et variables), basées sur la gravitation terrestre, les règles suivantes seront utiles :

Le poids *de* 1 *gramme,* en tout lieu à la surface du globe, est environ 980 *dynes* ou un peu moins qu'une *kilodyne*.

Le poids de 1 *kilogramme* est un peu moins qu'une *mégadyne;* il est à peu près de 980 000 *dynes*. Inversement la *dyne* est environ 1,02 fois le poids de 1 *milligramme* en tout point de la surface de la Terre, et la *mégadyne* est environ 1,02 fois le poids de 1 *kilogramme*. Le kilogrammètre est un peu moins que l'*ergon-huit :* il est environ 98 millions d'*ergs*. Le *gramme-centimètre* est un peu moins que le *kilerg :* il est environ à peu près 980 *ergs*.

Dans les comparaisons exactes, la valeur de g (accélération d'un corps tombant dans le vide) au lieu considéré doit être évidemment connue. Dans les comparaisons précédentes, cette valeur a été prise égale à 980 unités C. G. S. d'accélération.

Une *puissance d'un cheval* (*horse-power*) est environ les $\frac{3}{4}$ d'un *erg-dix* par seconde; plus approximativement, elle est égale à 7,46 *erg-neuf* ([1]) par seconde, et une *force de cheval* (*force-de-cheval*) 7,36 *erg-neuf* par seconde. L'équivalent mécanique d'un gramme-degré (centigrade) de chaleur est 41,6 mégalergs ou 41 600 000 ergs.

Appendice. — M. Stoney a demandé l'insertion de l'extrait suivant d'une de ses lettres, écrite après la présentation du rapport précédent :

« Vous m'obligeriez beaucoup en plaçant, soit dans le rapport, soit en note, que le centimètre a été recommandé, comme unité de longueur, malgré mes sérieuses observations, et que je ne suis, en aucune façon, responsable de cette décision. Je serais heureux aussi de voir relater les objections que j'ai élevées contre cette unité; les voici : c'est une quantité trop petite et ses multiples et sous-multiples ne peuvent pas être désignés brièvement. A cause de sa petitesse et de son union avec le gramme et la seconde, nous nous trouvons tout à fait éloignés des unités mécaniques. L'unité de force qui en résulte n'est, en effet, qu'un peu plus grande que la pression de 1 milligramme et l'unité de travail est un peu plus petite que la cent-millième partie d'un gramme-mètre : je considère cela comme une très-sérieuse objection.

» Je pense encore que ces conséquences étranges et que le terrain gagné déjà dans la science par le mètre seront fatals aux recommandations du comité, et que l'expérience montrera que le mètre doit à la fin être accepté comme unité de longueur. »

([1]) Les auteurs écrivent 7,46 erg-nine*s*, ce qui devrait être traduit par 7,46 erg-neuf*s* : cet *s* à la fin d'un nom de nombre serait très-choquant en français.

P. RIESS. — Ueber die Bestimmung der Entladungsdauer der Leydener Batterie (Détermination de la durée de la décharge de la bouteille de Leyde); *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 474; 1873.

M. Riess critique la confusion faite, d'après lui, par la plupart des observateurs, entre la durée de la décharge électrique et la durée de la lumière de l'arc; lorsqu'une décharge a lieu entre deux boules métalliques, l'étincelle contient une certaine quantité de poussière, qui reste incandescente lorsque la décharge a cessé, et par suite, la durée apparente de celle-ci se trouve prolongée. Il fonde ces critiques sur les observations suivantes.

1° Dans les expériences de Feddersen, faites par la méthode de Wheatstone, avec intercalation d'une colonne d'eau dans le circuit, la durée de la lueur est proportionnelle à la quantité d'électricité déchargée, dès que la colonne d'eau dépasse 45 millimètres (la tension de l'électricité restant la même); cette loi cesse d'être vérifiée pour les petites colonnes; mais, en même temps, la décharge est beaucoup plus rapide, les électrodes plus attaquées, et la température de l'arc plus élevée, circonstances qui prolongent la durée de l'incandescence. Les expériences de MM. Lucas et Cazin, dans lesquelles le circuit tout entier était bon conducteur, s'écartent encore plus de la loi de proportionnalité.

2° La durée de la décharge ne paraît pas, *a priori*, devoir dépendre de la nature des électrodes, et cependant MM. Lucas et Cazin trouvent des nombres variant de 248 à 162, toutes choses égales d'ailleurs, en faisant jaillir l'étincelle entre différents métaux.

3° Enfin les mêmes expérimentateurs ont trouvé, contrairement à Feddersen, que l'insertion d'un fil de fer dans le circuit *diminuait* d'autant plus la durée de la lueur que le fil était plus long; cette contradiction ne peut s'expliquer par la diminution de la température à laquelle était portée la poussière métallique arrachée aux électrodes par la décharge.

M. Riess en conclut qu'il n'y a aucune relation entre la durée de la décharge et celle de la lueur observée, et est conduit à préférer, pour la détermination de la première, l'emploi du thermomètre électrique ou de l'électrodynamomètre; il admet que la chaleur développée dans le premier instrument est proportionnelle au carré

de la quantité q d'électricité, et en raison inverse du temps z de la décharge; comme, d'autre part, cette quantité de chaleur est proportionnelle au carré de q, et en raison inverse de la surface s de la batterie, cela revient à admettre que la durée de la décharge est proportionnelle à cette surface; d'où $z = As = A\frac{q}{y}$, y étant la densité électrique, et A proportionnel à la résistance totale du circuit; de sorte que, si ρ est cette résistance, on peut poser $z = a\frac{\rho q}{y}$.

M. Riess ne cite pas à ce sujet d'expériences faites avec le thermomètre; il rappelle seulement des expériences de M. Weber, dans lesquelles la décharge d'une batterie passe successivement dans un galvanomètre et un électrodynamomètre. Si l'on admet que le courant ainsi produit est constant, d'intensité i, et dure un temps z, il est clair: 1° que la déviation δ du galvanomètre est proportionnelle à $z \times i$, ou à q; 2° que la déviation Δ du dynamomètre est proportionnelle à $z \times i^2$, ou à $\frac{q^2}{z}$, de sorte que le quotient $\frac{\delta^2}{\Delta}$ est proportionnel à z; si la formule proposée est acceptable, ce quotient sera donc proportionnel à $\frac{\rho\delta}{y}$, et $\frac{\delta}{\Delta}$ devra être proportionnel à $\frac{\rho}{y}$. M. Weber a trouvé, en effet, que pour y constant le rapport $\frac{\delta}{\Delta\rho}$ ne variait pas sensiblement.

L'emploi de l'électrodynamomètre paraît préférable à celui du thermomètre pour arriver à une détermination absolue du temps z; mais les deux appareils sont sujets à cette même objection : que les formules ci-dessus ne sont rigoureuses que dans le cas où le courant peut être considéré comme constant pendant le temps z, sinon on trouvera pour z des valeurs trop petites.

A. Potier.

W. BEETZ. — Bifilarelectroscope für Vorlesungsversuche (Électroscope bifilaire pour les expériences de cours); *Carl's Repertorium*, t. IX, p. 182; 1873.

Une aiguille mince en gomme laque, de 15 centimètres de long, est suspendue par deux fils de soie à un petit étrier; les deux fils ont une longueur de 50 centimètres et sont distants de 1 centimètre. L'aiguille porte à son extrémité une balle de sureau.

Les mouvements de l'aiguille sont assez apparents pour être vus de tout un auditoire, lorsqu'on approche de la balle électrisée une tourmaline que l'on a chauffée. On peut de même répéter, à l'aide de cet appareil, l'expérience fondamentale de Volta. Dans cette expérience, M. Beetz se sert, pour condensateur, d'un simple plateau de métal, isolé par un manche de verre et qu'il pose sur une table de bois verni. Le bois sert à la fois de corps isolant et de second plateau.

E. Gripon.

Marquis de Salisbury. — On spectral lines of low temperatures (Raies spectrales aux basses températures); *Philosophical Magazine*, avril 1873.

Un thermomètre étant fixé verticalement sur une plaque métallique en communication avec un des pôles d'un fort appareil d'induction, l'autre pôle étant libre, une lumière verdâtre se produit dans l'espace vide du thermomètre; la température de celui-ci ne paraît pas s'élever. Examinée au spectroscope, cette lumière a donné les raies du mercure, lorsque les thermomètres provenaient des meilleurs fabricants; des thermomètres provenant d'autres sources ont donné, outre les raies du mercure, quatre raies ($\lambda = 5602$, 5195, 4834, 4505), coïncidant avec celles des tubes de Geissler contenant des composés carbonés (acides carbonique et prussique, gaz oléfiant, oxyde de carbone, etc.); ces raies nouvelles sont produites par des impuretés vraisemblablement organiques, qui sont restées dans les thermomètres. L'auteur attribue l'absence des raies de l'hydrogène à ce que la température est trop basse pour que celui-ci devienne lumineux; il montre que si un tube contenant des vapeurs d'un carbure d'hydrogène est illuminé tantôt par des étincelles, tantôt par une décharge à basse température, les raies de l'hydrogène ne se montrent que quand l'étincelle passe; il en conclut que la vapeur de carbone (combinée) est lumineuse à une température où le pouvoir émissif de l'hydrogène est nul ou trop faible pour être constaté; enfin il émet l'idée que le spectre du carbone peut devenir continu à une température moins élevée que celle qui est nécessaire pour rendre tel le spectre des gaz et de l'hydrogène en particulier.

A. Potier.

A. WOLPERT. — **Ein Procent-Hygrometer (Hygromètre centésimal)**; *Carl's Repertorium*, t. IX, p. 160; 1873.

On prend un fil ou une bandelette de nature végétale formée de deux couches, l'une qui n'est pas hygrométrique, l'autre qui l'est fortement. Si ce fil est rectiligne dans de l'air saturé, il prendra une forme courbe dans l'air plus ou moins sec (circulaire, dit, sans preuves, l'auteur), et la courbure sera d'autant plus prononcée que la dessiccation du fil sera plus avancée. La pointe du fil tracera donc sur un plan une courbe sur laquelle on pourra marquer des divisions correspondant aux différents degrés d'humidité de l'air.

L'auteur vante l'exactitude des indications de son appareil; mais il n'indique ni la nature du fil qu'il emploie, ni les préparations qu'il lui fait subir, ce qui enlève quelque intérêt à sa Communication.

E. GRIPON.

H. WILDE. — **On some improvements in electromagnetic induction machines (Perfectionnements des machines électromagnétiques)**; *Philosophical Magazine*, t. XLV, p. 439; 1873.

La machine se compose d'un disque en fonte portant seize électro-aimants, et mobile autour d'un axe; ce disque tourne entre deux plates-formes fixes portant chacune seize autres électro-aimants; les noyaux des aimants mobiles sont terminés par des plaques de fer doux circulaires, qui sont d'un diamètre un peu plus grand que celui des noyaux. Des seize hélices portées par le disque mobile, deux sont associées pour fournir le courant excitateur des électro-aimants fixes; les quatorze autres sont associées pour produire le courant extérieur et utilisable de la machine. Au début, on doit faire passer un courant autour des électros fixes pour leur communiquer un peu de magnétisme.

Pour donner une idée du pouvoir de ce système, M. Wilde énonce les résultats suivants : Avec 500 tours par minute, on fond 8 pieds d'un fil de fer de $\frac{65}{1000}$ de pouce de diamètre, ou bien on alimente deux lampes brûlant chacune 3 pouces par heure d'un

charbon de 1 $\frac{1}{2}$ pouce carré; la lumière des deux lampes est équivalente à celle de 1200 carcels brûlant 40 grammes par heure; à 1000 tours par minute, le courant fond 12 pieds d'un fil de fer de $\frac{75}{1000}$ de pouce de diamètre.

Le poids de fil de cuivre de l'appareil est de 356 livres pour les électro-aimants fixes, et de 26 seulement pour les armatures; le fil avait $\frac{75}{1000}$ de pouce de diamètre, de sorte que chaque électro-aimant fixe portait 659 pieds de fil, et chaque électro-aimant mobile 116 pieds. Les dimensions totales sont environ 3 pieds de rayon sur 4 pieds dans le sens de l'axe, y compris le double commutateur, l'un pour le courant excitant les électro-aimants fixes, l'autre pour le courant externe.

Lorsque l'appareil ne doit pas être transporté, l'auteur conseille de se servir plutôt d'une machine auxiliaire alimentant les électro-aimants fixes, au lieu d'employer à cet usage une partie des hélices mobiles, ce qui complique la construction de l'appareil.

L'auteur insiste sur les très-grands avantages que l'on trouve à ne jamais rompre les circuits complétement, les contacts des commutateurs étant disposés de telle sorte qu'il y ait toujours communication, et qu'au point de nul courant les frotteurs portent à la fois sur les deux segments du commutateur; c'est dans un but analogue qu'il a disposé, aux extrémités des noyaux mobiles, des plaques circulaires d'un plus grand diamètre.

A. Potier.

C. MARANGONI et P. STEFANELLI. — Monografia sulle bolle liquide (Monographie des bulles liquides); *Nuevo Cimento*, t. VII-VIII, p. 301, et t. IX, p. 236-256.

Après avoir résumé brièvement les travaux antérieurs relatifs à ce sujet, les auteurs passent à l'exposé des expériences qui leur sont propres. Ils étudient les diamètres maxima que peuvent acquérir dans l'air les bulles d'eau de savon et d'autres liquides, et constatent qu'elles restent toujours beaucoup en dessous des dimensions théoriques calculées en partant de la connaissance de la tension superficielle du liquide employé. Elles grossissent plus facilement quand on les fait reposer sur une atmosphère plus dense, et, en se servant pour cela de vapeur de sulfure de carbone, les auteurs ont réussi à obtenir deux bulles de 60 centimètres de diamètre : ce sont sans doute les plus grosses qu'on ait encore vues.

Ils étudient ensuite diverses questions relatives au même sujet : la manière d'observer des bulles extérieures les unes aux autres, les déformations qu'on peut leur faire subir, les mouvements vibratoires qu'on peut leur communiquer. Un fait curieux, c'est que la bulle ne vibre pour aucun son, quelque violent qu'il soit, qui lui est transmis de l'extérieur, tandis qu'elle entre très-facilement en vibration quand l'ébranlement lui vient par l'air intérieur.

Les auteurs recherchent ensuite le mécanisme de la rupture des bulles, et ils ont rencontré dans cette étude la partie la plus intéressante de leur travail.

En éclairant avec l'étincelle de la bobine Ruhmkorff des bulles faites d'un liquide où ils avaient fait dissoudre de l'esculine, et qui peuvent être rendues ainsi admirablement phosphorescentes, ils en ont surpris quelques-unes au moment de leur rupture, et ont constaté que la disparition s'est faite par une ouverture qui grandit circulairement, en s'entourant d'un bourrelet liquide, comme dans les expériences de M. van der Mensbrugghe et de M. Gernez, sur la rupture d'une lame de collodion. En produisant un grand nombre de bulles, les faisant éclater lorsqu'elles avaient atteint un diamètre déterminé, et ne les éclairant que par les étincelles de la bobine, on n'en surprenait qu'un certain nombre en voie de disparition, et l'on pouvait admettre que le rapport de ce nombre au nombre total de bulles produites était à peu près égal au rapport du temps de la rupture d'une bulle au temps qui s'écoulait entre deux étincelles. On trouve ainsi qu'une bulle de 5 centimètres de diamètre, faite avec une solution de savon de Marseille, met environ $\frac{1}{40}$ de seconde à disparaître.

DUCLAUX.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Poggendorff.

Tome CL. — N° 9. — Année 1873.

J.-C. POGGENDORFF. — *Sur la machine de Holtz de seconde espèce*, p. 1.

J. THOMSEN. — *Recherches thermochimiques (corps oxydants et réducteurs)*, p. 31.

W. v. Bézold. — *Sur la loi du mélange des couleurs et les couleurs physiologiques simples*, p. 71.

F.-G. Muller. — *Nouvelle construction de la boussole des tangentes et sur un rhéocorde*, p. 93.

R. Clausius. — *Nouveau théorème de mécanique relatif aux mouvements stationnaires*, p. 106.

F. Zöllner. — *Nouvelle méthode pour la mesure des forces attractives et répulsives*, p. 131.

F. Zöllner. — *Description et usage du pendule horizontal*, p. 134.

F. Zöllner. — *Sur l'historique du pendule horizontal*, p. 140.

Šafaric. — *Contribution à l'historique du pendule horizontal*, p. 150.

E. Mach. — *Détermination stroboscopique de la hauteur du son*, p. 157.

A. Roiti. — *Le courant électrique est-il un courant d'éther?* p. 164.

Ph. Keller. — *Chute de météorites à Orvinio au mois d'août* 1872, p. 171.

Tome CL. — N° 10. — Année 1873.

A. Kundt. — *Vibrations des lames d'air carrées et rectangulaires*, p. 177.

W. v. Bezold. — *Loi du mélange des couleurs; couleurs physiologiques simples*, p. 221.

Th. Hübener. — *Recherches sur l'écoulement des dissolutious salines à travers les tubes capillaires*, p. 248.

H.-C. Dibbits. — *Dissociation des sels ammoniacaux en dissolution dans l'eau*, p. 260.

C. Bender. — *Mesure de la durée d'oscillation du pendule composé*, p. 295.

H. Behrens. — *Coloration de la lumière due à la réflexion élective*, p. 303.

J.-J. Müller. — *Expériences d'interférence de la lumière avec de grandes différences de marche*, p. 311.

H. Valerius. — *Procédé expérimental pour mesurer la différence de clarté et de netteté qui existe entre la vision monoculaire et la vision binoculaire*, p. 317.

J. Nöggerath. — *Vif dégagement de lumière pendant la taille des pierres dures*, p. 325.

W.-C. Röntgen. — *Soudure du verre platiné aux métaux*, p. 331.

Sale. — *Action de la lumière sur la résistance électrique du sélénium*, p. 333.

QUELQUES THÉORÈMES GÉNÉRAUX RELATIFS A L'ÉLECTRICITÉ STATIQUE;

PAR M. J. BERTRAND.

Les théorèmes suivants sont connus, mais il m'a paru intéressant d'en donner une démonstration simple qui les rattache à un principe commun, très-aisé lui-même à établir.

Si l'on considère deux systèmes de masses électriques, supposées chacune concentrée en un point mathématique, m désignant celles du premier système et m' celles du second, V le potentiel du premier système relatif à un point de l'espace et V' celui du second, on aura, identiquement,

$$(1) \qquad \Sigma m V' = \Sigma m' V,$$

c'est-à-dire que la somme des masses élémentaires du premier système, respectivement multipliées par le potentiel du second système au point qu'elles occupent, est égale à la somme analogue relative aux masses du second système : les sommes, bien entendu, se changeant en intégrales lorsque les masses occupent et remplissent un espace d'étendue finie.

Cette proposition, dont Gauss a fait un si remarquable usage, est une pure identité. Si l'on remplace les potentiels par les expressions que fournit la définition, les deux membres de (1) se réduisent l'un et l'autre à la somme des produits obtenus en multipliant deux masses m et m' l'une par l'autre et divisant le produit par la distance qui les sépare.

Si les deux systèmes considérés sont des corps conducteurs A_1, $A_2, \ldots, A_n$ recouverts d'électricité, et si l'équilibre est établi de telle sorte que, dans le premier système, le corps A_n soit recouvert d'une couche dont la *masse* totale est E_1, et que pour tous les points de ce corps le potentiel soit V_1, si enfin E'_1 et V'_1 sont, dans le second système, la masse électrique répandue sur A_1 et le potentiel relatif aux points de ce corps, on aura, d'après le théorème de Gauss,

$$(1) \qquad E_1 V'_1 + E_2 V'_2 + \ldots + E_n V'_n = E'_1 V_1 + E'_2 V_2 + \ldots + E'_n V_n.$$

De là résultent plusieurs corollaires.

Théorème I. — *Si un corps* A_1, *en communication avec le sol, est soumis à l'influence d'une masse électrique égale à l'unité concentrée en un point extérieur* M, *il en résultera une distribution dont le potentiel sur un point quelconque* M' *est une fonction symétrique des coordonnées de* M *et de* M'.

Supposons, en effet, les deux points M et M' entourés chacun d'une sphère conductrice infiniment petite, et considérons les deux états d'équilibre suivants :

		Quantité d'électricité.	Potentiel.
1°	Sphère M..............	1	x
	Sphère M'.............	0	V'
	Corps A_1...............	X	0
2°	Sphère M..............	0	V
	Sphère M'.............	1	x'
	Corps A...............	X'	0

Le théorème précédent donnera

$$V \times 1 + 0 \times x' + 0 \times X' = 0 \times x + 1 \times V' + 0 \times X,$$

c'est-à-dire

$$V = V'; \tag{a}$$

le potentiel en M dans le second système est donc égal au potentiel en M' dans le premier.

La présence des sphères infiniment petites qui entourent les points M et M', et qui dans les systèmes considérés ont des charges nulles, ne peut évidemment altérer en rien V et V', car le potentiel de ces sphères sur leur centre est égal à zéro.

L'équation (a) exprime le théorème énoncé.

Théorème II. — *Un corps* A *étant à l'état neutre, on suppose une masse électrique égale à l'unité concentrée en un point extérieur* M; *le potentiel de* A_1 *ainsi électrisé, sur un point extérieur* M', *est une fonction symétrique des coordonnées des points* M *et* M'.

Après avoir imaginé les deux sphères M et M' déjà employées

dans la démonstration du théorème I, considérons les deux états d'équilibre suivants :

		Quantité d'électricité.	Potentiel.
1°	Sphère M	1	x
	Sphère M'	0	V'
	Corps A	0	X
2°	Sphère M	0	V
	Sphère M'	1	x'
	Corps A	0	X'

L'équation (1) appliquée à ces deux systèmes donnera

$$V = V',$$

ce qui est l'expression du théorème énoncé.

Théorème III. — *Si un corps* A, *en communication avec le réservoir commun, est soumis à l'influence d'une masse électrique égale à l'unité concentrée en un point* M, *il se chargera d'une quantité* E *d'électricité. Le lieu des points pour lesquels* E *a la même valeur est une surface de niveau relatif à l'attraction de la couche en équilibre qui peut recouvrir la surface* A.

Considérons, en effet, deux états d'équilibre du corps A et d'une sphère infiniment petite située en M. Le premier est l'état supposé dans l'énoncé du théorème, et le second est celui qui se produirait si, A étant isolé ainsi que M, une quantité E d'électricité était répandue sur A.

Nous aurons, pour ces deux états :

		Quantité d'électricité.	Potentiel.
1°	Sphère M	I	x
	Corps A	E	0
2°	Sphère M	0	V
	Corps A	E	V_1

L'équation (1) donnera

$$V + EV_1 = 0;$$

donc

$$E = -\frac{V}{V_1}.$$

Or V et V_1 sont les potentiels relatifs à l'action d'une masse E distribuée sur A, et qui n'est aucunement troublée par la présence de la sphère infiniment petite M, sur laquelle la charge électrique est nulle. Le rapport $\frac{V}{V_1}$ est donc constant pour les points d'une surface de niveau relatif à l'attraction de la couche qui recouvre A.

Théorème IV. — *Soient deux corps conducteurs* A_1 *et* A_2 ; A_1 *étant en communication avec le sol,* A_2 *est isolé et chargé d'électricité de manière à atteindre le potentiel* V. *Soit* E_1 *la quantité d'électricité accumulée par influence sur* A_1 ; A_2 *étant mis en communication avec le sol,* A_1 *est isolé et chargé de telle sorte que le niveau potentiel devienne égal à* V. *Soit* E_2 *la charge accumulée par influence sur* A_2, *on aura*

$$E_1 = E_2.$$

Pour le démontrer, considérons deux états d'équilibre définis dans l'énoncé, nous aurons

		Quantité d'électricité.	Potentiel.
1°	A_1	E_1	0
	A_2	X_2	V
2°	A_1	X_1	V
	A_2	E_2	0

L'équation (1) donne

$$E_1 V = E_2 V,$$

et, par conséquent,

$$E_1 = E_2.$$

Théorème V. — *Si l'on considère un nombre quelconque de conducteurs isolés* $A_1, A_2, \ldots, A_n$, *soient* $E_1, E_2, \ldots, E_n$ *leurs charges respectives, et* $V_1, V_2, \ldots, V_n$ *les potentiels correspondants. Ces potentiels s'expriment linéairement en fonction des charges, et l'on a*

$$(a) \qquad V_p = \alpha_{p_1} E_1 + \alpha_{p_2} E_2 + \alpha_{p_3} E_3 + \ldots + \alpha_{p_n} E_n,$$

$\alpha_{p_1}, \alpha_{p_2}, \ldots, \alpha_{p_n}$ *étant, pour un système donné de conducteurs, des*

constantes indépendantes de $E_1, E_2, \ldots, E_n$. *On a de plus*

$$\alpha_{p_q} = \alpha_{q_p}.$$

La première partie du théorème résulte du principe évident de la superposition possible des états d'équilibre.

Si l'on considère successivement les états dans lesquels toutes les charges sont nulles excepté une, les potentiels sont évidemment proportionnels à celle-là, et l'état dans lequel les charges sont $E_1, E_2, \ldots, E_n$ est la superposition de ces états partiels.

Cela posé, si nous considérons deux états d'équilibre dans le premier desquels toutes les charges soient nulles, à l'exception de E_p, et toutes nulles, dans le second, à l'exception de E_q; si les potentiels, dans la première hypothèse, sont $V_1, V_2, \ldots, V_n$, et, dans la seconde, $V'_1, V'_2, \ldots, V'_n$, on aura

$$\begin{aligned} V_1 &= \alpha_{1,p} E_p, & V'_1 &= \alpha_{1,q} E_q, \\ V_2 &= \alpha_{2,p} E_p, & V'_2 &= \alpha_{2,q} E_q, \\ &\ldots\ldots\ldots, & &\ldots\ldots\ldots, \\ V_n &= \alpha_{n,p} E_p, & V'_n &= \alpha_{n,q} E_q, \end{aligned}$$

et l'équation (1) donne, en remarquant que $E_1 = 0$, $E_2 = 0, \ldots,$ $E_n = 0$,

$$V_q E_q = V'_p E_p,$$

c'est-à-dire

$$\alpha_{q,p} E_q E_p = \alpha_{p,q} E_p E_q,$$

ou enfin

$$\alpha_{q,p} = \alpha_{p,q}.$$

Si les équations (a) étaient résolues par rapport à $E_1, E_2, \ldots, E_n$, on aurait

$$(6) \qquad E_p = \beta_{p_1} V_1 + \beta_{p_2} V_2 + \ldots + \beta_{p_n} V_n$$

et

$$\beta_{p,q} = \beta_{q,p}.$$

Cette équation est une conséquence algébrique de la précédente, et pourrait d'ailleurs être établie directement d'une manière toute semblable.

DE L'EMPLOI DE L'APPAREIL A INTERFÉRENCES DE QUINCKE POUR LA CONSTRUCTION D'UN PYROMÈTRE ACOUSTIQUE;

Par M. CHAUTARD.

M. Mayer a donné, il y a quelques mois (¹), la description d'un pyromètre acoustique fondé sur la variation de longueur de l'onde sonore dans l'air, lorsque la température vient à changer. Cette modification est attestée par un appareil à flammes manométriques, disposé de manière à pouvoir mesurer le déplacement angulaire de deux portions de flammes distinctes, pour un intervalle déterminé de température. Cette méthode est d'une application assez difficile, surtout lorsqu'il s'agit de réaliser l'expérience dans un cours. Je l'ai modifiée de façon à la rendre plus commode et plus simple dans son emploi.

Voici ma manière d'opérer :

Le son est produit à l'aide d'un diapason ut_4 ou ut_3, monté en regard d'un résonnateur que l'on met en relation avec les deux branches de l'appareil à interférence, imaginé par M. Quincke, et perfectionné par M. König. La branche mobile de cet appareil est mise en communication avec un long tube de cuivre plongé dans l'enceinte dont il s'agit d'évaluer la température. Ce tube revient sur lui-même et communique avec une petite capsule manométrique. La branche fixe de l'appareil de Quincke se termine par une seconde capsule, laquelle, ainsi que la première, est en rapport avec le même brûleur. Cette disposition se complète par un miroir tournant qui permet de juger de l'état de la flamme.

Cela étant, si les tubes qui séparent le résonnateur des capsules renferment chacun un nombre pair de demi-longueurs d'onde, la flamme sera dentelée. Dans le cas contraire, les dentelures diminueront, et cela d'autant plus, que la différence de longueur de ces tubes sera plus près de devenir égale à un nombre impair de demi-longueurs d'ondulations. Lorsque ce cas se présente, on voit que la flamme prend dans le miroir l'aspect d'un ruban uniforme. C'est

(¹) *Journal de Physique*, t. II, p. 227 (Extrait de *American Journal*, 3ᵉ série, t. IV, p. 425).

précisément l'effet qui se réalise si la température de l'air du tuyau plongé dans l'enceinte est modifiée. Ainsi la chaleur est-elle plus élevée, la longueur d'onde augmente, et il en résulte une interférence nettement accusée par la flamme dans le miroir. Si, pendant que ce phénomène se produit, on allonge graduellement le tube mobile de l'appareil de Quincke, il sera aisé de remettre les choses dans leur état primitif; puis, à l'aide d'une graduation que l'on aura préalablement et empiriquement traduite en degrés thermométriques, on pourra lire la température à laquelle le tube additionnel aura été exposé.

Ce procédé n'est ni plus ni moins sensible que celui de M. Mayer; comme lui, je ne le crois pas susceptible de nombreuses applications, et si je me permets de le signaler, c'est, d'une part, à titre de curiosité scientifique, de disposition facilement réalisable dans un cours, et de l'autre, pour prémunir les personnes qui seraient tentées de l'expérimenter contre un degré de confiance qu'on aurait tort de lui attribuer.

CENTRE DE LA COURONNE DE L'AURORE BORÉALE;

PAR M. LESPIAULT.

Monsieur le Rédacteur,

M. Bouty, en analysant dans le *Journal de Physique* (n° d'octobre 1873) un Mémoire de M. Sirks, relatif à la hauteur apparente de la couronne de l'aurore boréale, termine par cette conclusion : « Le point qui reste à éclaircir est de savoir si la loi de Wilke est exacte ou approchée, c'est-à-dire si les rayons de l'aurore boréale sont exactement ou approximativement parallèles à la direction de l'aiguille aimantée. »

Permettez-moi, à cette occasion, d'appeler l'attention de vos lecteurs sur deux Mémoires très-importants, publiés par M. Galle dans le tome LXXIX des *Astronomische Nachrichten*.

Depuis plus de trente ans, on s'accorde à reconnaître que les rayons de l'aurore boréale sont *sensiblement* parallèles à l'axe de l'aiguille aimantée librement suspendue. Il en résulte, par un effet de perspective, que ces rayons semblent diverger des points où le

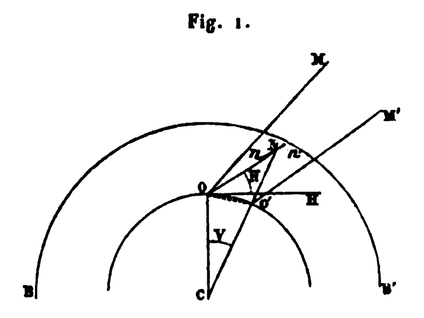
prolongement de cet axe viendrait percer la voûte céleste. Lorsque l'aurore est intense, celui de ces points qui est situé dans l'hémisphère sud, et que l'on appelle quelquefois le *zénith magnétique*, se trouve ainsi, pour tout point de l'hémisphère boréal, former le centre d'une couronne lumineuse très-apparente.

Or MM. Galle et Reimann ont fait sur plusieurs aurores, entre autres sur celle du 4 février 1872, une remarque importante : c'est que le centre de la couronne se trouvait toujours à quelques degrés *au-dessous* du zénith magnétique, et que le point de convergence des rayons très-éloignés était situé encore plus au sud. Ce n'est pas là, d'après M. Galle, une discordance accidentelle; elle tient à un important phénomène de parallaxe qui permet de déterminer la *hauteur absolue* des régions de l'atmosphère où se trouvent les rayons lumineux.

Il suffit pour cela d'admettre que chacun de ces rayons est *exactement* parallèle à la direction que prend l'aiguille aimantée, *au lieu du globe qui voit à son zénith le milieu du rayon*.

Soient en effet, dans cette hypothèse, C le centre de la Terre (*fig.* 1), O le lieu d'observation, OO' le méridien magnétique, OH l'horizontale du point O, BB' la limite de l'atmosphère; soit encore *nn'* un

Fig. 1.



rayon très-voisin du centre de la couronne, et que nous supposons, pour plus de simplicité, dans le méridien magnétique du point O; ce rayon paraîtra très-court à l'observateur. Soit enfin O' le point de la surface terrestre situé verticalement au-dessous du point N, milieu de NN'. Nous admettons que l'aiguille aimantée O'M' (*supposée observée en* O') est exactement parallèle à *nn'*.

Joignons ON; si, pour considérer d'abord le cas le plus simple,

nous prenons nn' à sa limite, c'est-à-dire au centre même de la couronne, il sera évidemment dirigé vers le point O; par conséquent ON, qui se confondra avec la direction nn', sera parallèle à O'M' et percera la sphère céleste au centre de la couronne. On voit tout d'abord que ce centre sera situé *au sud* du zénith magnétique. En outre, désignons OC par r, NO' par z, OCO' par v; le triangle NOO' donne

$$\frac{z}{OO'} = \frac{\sin NOO'}{\sin ONO'}.$$

D'ailleurs,

$$OO' = 2r\sin\tfrac{1}{2}v,$$

$$NOO' = NOH + \tfrac{1}{2}v = H + \tfrac{1}{2}v,$$

$$\sin ONO' = \sin(NOC + v) = \sin(90° + H + v) = \cos(H + v);$$

on aura donc

$$z = 2r\sin\frac{1}{2}v\frac{\sin(H + \frac{1}{2}v)}{\cos(H + v)},$$

ou, approximativement,

$$z = rv\,\text{tang}\,H.$$

Cela posé, désignons par u l'angle que forment les axes des aiguilles aimantées en O et en O', c'est-à-dire l'angle MON formé au point O par la hauteur angulaire de l'aiguille aimantée et celle du centre de la couronne.

Les cartes de Lamont donnent, pour l'Europe moyenne,

$$v = \frac{5}{9}u;$$

donc

$$z = \frac{5}{9}ru\,\text{tang}\,H.$$

Si, au lieu de rayons voisins du centre, on considère des rayons éloignés, mais sensiblement situés dans le méridien magnétique, on arrive à une formule identique, dans laquelle H représente la hauteur angulaire du milieu d'un rayon, et u l'angle formé par la direction OM avec la ligne menée du point O au centre de convergence du rayon considéré et de ses voisins. On voit aussi, sur la figure, que, plus le rayon s'avance vers le sud, plus les angles v et u sont

grands, et par conséquent plus le centre de convergence s'éloigne du zénith magnétique, ce qui paraît conforme aux observations.

Le calcul relatif aux rayons situés hors du méridien est un peu plus compliqué. Je n'en dirai rien ici, non plus que des formules qui donnent la distance du rayon au centre d'observation, ainsi que sa longueur absolue ; je me bornerai à reproduire les résultats numériques auxquels M. Galle a été conduit.

Sa méthode, appliquée aux observations de l'aurore de février 1872, donne 56 milles géographiques (415 kilomètres) pour la hauteur absolue de la couronne, et 60 milles (442 kilomètres) pour les rayons éloignés.

On trouve une hauteur plus grande encore (530 kilomètres) pour l'aurore boréale du 25 octobre 1870.

Dans son second Mémoire, M. Galle applique sa méthode aux observations faites, en 1872, dans quelques stations de l'Allemagne du Nord et de la Hollande. Partout, malgré des variations considérables, le zénith magnétique s'est constamment tenu, pendant l'aurore, à quelques degrés *au nord* du centre de la couronne. Voici les résultats auxquels conduisent les moyennes des observations :

Stations.	Hauteurs de l'aurore boréale.
Münster	258 kil.
Deventer	354
Groningue	304
Dantzig	422.

La concordance entre ces résultats et les précédents est assez marquée pour donner une grande probabilité à l'hypothèse fondamentale adoptée par M. Galle. Remarquons, toutefois, que cette théorie assignerait à l'atmosphère une hauteur très-supérieure à celle qui paraît résulter des observations faites sur le crépuscule et sur l'incandescence des étoiles filantes. Ajoutons aussi que les grandes oscillations de l'aiguille aimantée et la difficulté que présente la détermination exacte des points de convergence des rayons laissent à la question quelque incertitude. Les observateurs devront désormais s'attacher à déterminer aussi exactement que possible les intersections mutuelles d'un petit nombre de rayons bien définis. Il faudra aussi obtenir *astronomiquement* la position des extrémités de ces

rayons, ce qui donnera en même temps leur point milieu et leur longueur. On connaîtra ainsi l'épaisseur de la couche atmosphérique, dans laquelle se passent les phénomènes lumineux des aurores boréales.

Agréez, etc.

G. LESPIAULT.

NOTE SUR UN MOYEN DE TRANSMETTRE SIMULTANÉMENT DES SIGNAUX DANS LES DEUX SENS A L'AIDE DES APPAREILS TÉLÉGRAPHIQUES A AIR COMPRIMÉ;

PAR M. MARCEL DEPREZ.

On sait que dans la télégraphie électrique, à l'aide d'une disposition spéciale des courants, on est parvenu à transmettre simultanément des signaux dans les deux sens avec un seul fil.

On peut aussi, avec les appareils télégraphiques à air comprimé, concevoir une disposition qui réalise le même effet, et c'est cette disposition que nous nous proposons de décrire.

Les deux réservoirs d'air R et R' sont formés chacun de deux capacités a, b et a', b' séparées par une membrane élastique ef, $e'f'$. Des pistons c, d et c', d', servant à transmettre les signaux, compriment à la fois l'air dans les deux capacités, ainsi que l'indique la figure.



Les surfaces des pistons c et d de l'un des réservoirs R sont dans le même rapport que les volumes d'air a et $b + B + b'$, a étant le volume de la partie supérieure du réservoir, b celui de la partie inférieure, B le volume du tuyau de communication et b' celui de la partie correspondante du réservoir d'arrivée.

Les tiges des pistons c et d sont solidaires et se déplacent de quantités égales. Il est facile de voir que si l'on pousse ce double

piston c, d, en vertu de la loi de Mariotte, les masses d'air sur lesquelles agissent ces deux pistons étant comprimées proportionnellement à leurs volumes, leurs pressions respectives s'accroitront dans le même rapport, et par conséquent resteront égales, si elles l'étaient originairement, de telle sorte que la membrane ef qui divise le réservoir A, éprouvant des actions égales de part et d'autre, ne subira aucun déplacement.

Mais il n'en sera pas de même de la membrane $e'f'$ placée dans le réservoir R'. Si le piston d' ne cède pas sous l'action de la compression exercée en b', on voit que la membrane $e'f'$ sera soulevée, puisqu'elle recevra l'action de l'air comprimé en b', tandis que la pression de l'air en a' ne sera pas modifiée. Cette membrane portant une tige g', le signal produit par le déplacement des pistons a et b sera transmis à l'extérieur.

Si les pistons a' et b' se sont déplacés dans un sens ou dans l'autre, en les supposant toujours solidaires et construits selon les règles déjà données, leur déplacement n'exercera aucune action sur la membrane $e'f'$ et n'altérera pas le mouvement qui lui est imprimé par le déplacement des pistons a et b du point de départ; mais, réciproquement, il se sera produit un déplacement de la membrane ef du réservoir de départ.

Ainsi donc chaque mouvement de l'un des couples de pistons sera accusé par un mouvement correspondant de la membrane opposée, alors même que pendant ce temps les pistons du réservoir de cette même membrane seraient eux-mêmes en mouvement.

L'appareil ainsi disposé remplit donc toutes les conditions pour permettre une transmission simultanée de signaux dans les deux sens.

QUELQUES EXPÉRIENCES QUE L'ON PEUT FAIRE A L'AIDE D'UN DIAPASON;

PAR M. E. GRIPON.

Mouvement d'une corde. — On connait les expériences de M. Melde sur les vibrations d'un fil mince, élastique, fixé par une de ses extrémités à un diapason et convenablement tendu à l'aide d'un poids attaché à son extrémité.

On peut voir, dans les Leçons de M. Tyndall sur l'acoustique, le parti qu'on en peut tirer pour vérifier, devant un nombreux auditoire, les lois de vibrations des cordes.

Duhamel a donné la théorie mathématique du mouvement d'un pareil fil, et il a trouvé qu'il est animé de deux mouvements : l'un, indépendant de l'état initial, a la même période que le mouvement du diapason : je l'appelle mouvement *synchrone;* l'autre, qui dépend de l'état initial, est le même que celui que prendrait le fil s'il vibrait seul, à la manière d'une corde ordinaire, dont les deux extrémités sont fixes : je le désigne par *mouvement propre*. Le plus souvent, ce second mouvement, qui est plus lent que celui du diapason, ne peut s'établir d'une manière permanente, et si on l'observe au début de l'expérience, il ne tarde pas à disparaître et, le premier persiste seul. C'est ce qui était arrivé dans toutes les expériences faites par Duhamel sur ce sujet, et il en avait conclu qu'un corps vibrant, comme un diapason, ne peut entretenir dans un fil un mouvement d'une autre période que le sien.

Il est cependant des cas où le mouvement propre de la corde peut s'établir aussi et même plus facilement que le mouvement synchrone : c'est lorsque, dans ce dernier, il se forme un nœud voisin du point d'attache du fil au corps vibrant, que le fil est fin et que sa tension est faible.

Les expériences sont faciles à faire avec un fil de cuivre ayant un diamètre de $0^{mm},1$, tendu par un poids de 20 à 30 grammes, et fixé à un diapason qui fait 256 vibrations simples. Le fil est vertical, tendu directement par le poids et pincé à sa partie inférieure par un chevalet mobile qui permet de faire varier à volonté la longueur de la partie vibrante. Supposons que l'on place par tâtonnement le chevalet, de telle sorte que, dans le mouvement synchrone, le fil présente trois nœuds intermédiaires, le plus élevé se formant un peu au-dessous du point d'attache ; on produit ce mode de division et le mouvement synchrone qu'il manifeste en attaquant légèrement le diapason avec l'archet. Si l'attaque est plus forte, la distribution des nœuds change brusquement. Le nœud supérieur se place au point d'attache, le fil se trouve divisé en trois fuseaux égaux, d'une longueur plus grande que les précédents. Les vibrations sont régulières et durent autant que celles du diapason. En ébranlant plus fortement le diapason, on voit le fil présenter seulement deux fuseaux égaux,

d'une grande amplitude : on n'a plus que deux nœuds aux extrémités et un nœud intermédiaire. Enfin, en donnant au diapason des vibrations d'une plus grande amplitude, le nœud intermédiaire disparaît, et la corde vibre en son entier. Ce sont bien là les diverses formes de vibrations d'une corde ordinaire dont les extrémités sont fixes.

Ainsi le diapason peut entretenir dans le fil des vibrations régulières, permanentes et plus lentes que les vibrations qu'il fait lui-même, et la théorie de Duhamel se trouve vérifiée en tous ses points.

Il est des cas où le mouvement propre se substitue au mouvement synchrone, de telle sorte que c'est le premier que l'on obtient et non le second, quelque faible que soit l'attaque de l'archet : c'est lorsque, dans le mouvement synchrone, le nœud doit se former au point d'attache. Si la longueur de la corde est telle que sa moitié vibre à l'unisson du diapason, il devrait se former un nœud au milieu du fil et deux autres aux extrémités. Dans ce cas, le nœud intermédiaire disparaît, le fil vibre en son entier, en ne formant qu'un seul fuseau. On a un des mouvements de la corde vibrant seule et non le mouvement synchrone.

Pour trouver l'explication de ce fait, il faut rappeler ici une conséquence que M. Bourget a tirée de la théorie de Duhamel. Lorsque, dans le mouvement synchrone, le point d'attache est le siége d'un nœud, l'amplitude des vibrations du fil devient infinie, d'après la théorie, c'est-à-dire que le mouvement du fil est impossible. On voit que, dans l'expérience précédente, le mouvement du fil, de même période que celui du diapason, devenant impossible, cède la place à un mouvement plus lent qui appartient en propre à la corde.

Si l'on donne au fil une longueur telle qu'il soit à l'unisson du diapason, on voit se former un large fuseau qui ne dure qu'un instant, et le mouvement du diapason s'éteint de suite. Si le fil est plus gros, plus fortement tendu, mis isolément à l'unisson du diapason, la vibration s'établit lorsqu'on ébranle l'instrument; mais le son commun, rendu par le fil et le diapason, est plus grave que le son normal du diapason. On s'en assure en accordant la corde d'un sonomètre sur le diapason, et en remarquant que l'accord cesse et qu'on a des battements dans le cas critique qui nous occupe. Tout cela vérifie la remarque de M. Bourget.

Mouvement d'une verge. — On peut employer un diapason à

faire vibrer de petits fils ou des lames minces à la façon des verges. M. Valérius avait publié, sur ce sujet, un travail qui m'était inconnu lorsque j'ai fait mes expériences. Elles ont été reprises par M. Mercadier, qui a vérifié les principaux résultats de mon travail et qui a donné, sur certains points, à cette étude plus d'extension que je ne l'avais fait.

Il est facile, en fixant au diapason un fil ou un bout de ressort de montre, de montrer à tout un auditoire la forme que prend une verge en vibrant transversalement. Il suffit de l'éclairer convenablement et de projeter son image sur un écran. On vérifie très-simplement la loi de distribution des nœuds, car elle est la même que dans une verge identique qui serait fixée au nœud supérieur, et qui rendrait le son du diapason. M. Lissajous nous a fait connaître ce mode de distribution.

En changeant de diapason, en variant la nature et les dimensions de la lame vibrante, on peut vérifier que les carrés des distances normales de deux nœuds consécutifs sont inversement proportionnels aux nombres des vibrations, proportionnels aux épaisseurs des lames et aux nombres qui représentent la vitesse du son dans les lames.

Une particularité curieuse de ces expériences, c'est le déplacement des nœuds pendant le mouvement. Il est surtout sensible sur le nœud le plus voisin du diapason. Si l'on suppose la lame verticale placée au-dessous du diapason, le nœud se forme, au début, plus bas qu'il ne le sera à la fin; ainsi la position du nœud dépend de l'amplitude des vibrations. Ici, comme pour les cordes, la vibration est impossible, si la longueur de la verge est telle, qu'un nœud doive se former au point où elle s'attache au diapason. On s'en assure en prenant une verge telle, que le premier nœud se place, au début, à quelques millimètres du point d'attache. Lorsque, par suite du déplacement du nœud, celui-ci atteint le point d'attache, la vibration du diapason et de la verge cesse brusquement. Comme pour la corde, la verge est le siége de deux mouvements : l'un, de même durée que celui du diapason; l'autre, plus lent et qui représente l'un des mouvements que prendrait la verge fixée par une de ses extrémités et vibrant seule. Lorsque le premier nœud, dans le mouvement synchrone, n'est pas très-éloigné du point d'attache, on peut passer du premier mouvement au second, en faisant varier l'ampli-

tude des vibrations du diapason. Avec des vibrations faibles, on a le mouvement synchrone; avec des vibrations fortes, la verge vibre comme si elle était seule; elle présente un nœud au point d'attache et le nombre des nœuds répartis sur toute la longueur de la verge est moindre dans le second cas que dans le premier.

Une théorie complète de ces phénomènes n'est pas encore faite; si l'on veut simplifier l'analyse d'Euler et de Poisson, appliquée au cas qui nous occupe, en introduisant une hypothèse simple sur l'état initial de la verge, comme M. Mercadier et moi nous l'avons fait chacun de notre côté, on ne retrouve que le mouvement synchrone. L'autre existe cependant et peut être obtenu, comme je l'ai dit, régulier et permanent. Il est cependant moins facile à réaliser que dans le cas des cordes.

Vibration des fils dans les liquides. — On peut faire vibrer les cordes et les verges dans un liquide en les fixant à un diapason. Le fil se divise en fuseaux étroits séparés par des nœuds, dont il est difficile de marquer la place précise.

Si l'on opère dans l'eau, on peut trouver cette place en mettant le diapason et le fil en communication avec le pôle négatif d'une pile. L'électrode positive est un fil de platine, plongé dans l'eau parallèlement au fil. Celui-ci se recouvre de bulles d'hydrogène et, lorsqu'on fait vibrer le diapason, ces bulles sont lancées dans le liquide en décrivant de petites lignes droites ou des ellipses.

L'amplitude de ces trajectoires est maxima aux ventres, minima ou nulle aux nœuds, et ces bulles deviennent dans le liquide des fuseaux bien visibles.

J'ai pu, grâce à ce moyen, achever l'étude que je me proposais de faire pour vérifier les formules de M. Bourget, relatives au mouvement des cordes dans les liquides.

Si l'on a une sphère d'huile flottant dans un mélange d'eau et d'alcool, et si l'on introduit dans cette bulle l'extrémité du fil fixé au diapason, on voit pendant la vibration la sphère tourner rapidement autour du fil et l'aplatir sensiblement, comme dans l'expérience de M. Plateau.

Mouvement d'un liquide dans un tube vibrant. — On fixe au diapason un fil de verre étiré horizontal formant un tube capillaire d'un petit diamètre; on y introduit une goutte de mercure. Lorsqu'on fait vibrer, la petite colonne de mercure se met en mouve-

ment et se place à l'endroit d'un ventre. Si, en fixant un point convenable du fil, on fait naître un nœud à la place qu'occupe le mercure, celui-ci s'éloigne aussitôt et se fixe au nouveau ventre. Ce fait est, je crois, attribuable à l'inertie du liquide qui conserve la vitesse que le tube vibrant lui a imprimée. Dans la période de la vibration où le mouvement du tube se ralentit, le liquide continue à presser sur les parois du tube, en vertu de son excès de vitese. Si l'on décompose cette vitesse en deux autres : l'une normale à la paroi courbe, l'autre tangentielle, on reconnaît que celle-ci tend à éloigner le liquide du nœud le plus voisin. Au ventre, la vitesse du liquide est toujours normale à la paroi, et il n'y a pas de force tangentielle; par suite, le liquide y reste en équilibre.

Lorsqu'un fil de verre creux est fixé verticalement à un diapason et plonge par sa base dans un liquide qui la mouille, la colonne qui s'élève dans le tube par capillarité éprouve des mouvements variés pendant la vibration du fil. Si celui-ci est libre à sa partie inférieure, la colonne liquide s'abaisse lorsque le diapason vibre, et le tube peut se vider complétement si l'amplitude des vibrations est assez grande; souvent même l'air qui remplit le tube est chassé par l'orifice inférieur et s'écoule sous forme de bulles dans le liquide sous-jacent. C'est la portion de liquide comprise entre le premier nœud et l'extrémité libre qui tend à s'éloigner du nœud et qui sort du tube en entraînant la colonne.

On peut, par tâtonnement, régler la hauteur de la colonne de telle sorte qu'elle dépasse le premier nœud et que celui-ci la partage en deux parties soumises à des actions égales et contraires, chacune d'elles tendant à s'éloigner du nœud dans des sens différents. Alors la colonne reste immobile, pour de faibles amplitudes de vibration. Si l'amplitude est un peu forte, le liquide baisse toujours, quelle que soit la position du ménisque terminal.

Si le tube est fixe à son extrémité inférieure et si la colonne s'arrête à un nœud, elle reste immobile pendant la vibration. Cette colonne est nécessairement comprise entre deux nœuds, et le ventre la sépare en deux parties tendant chacune à s'éloigner du nœud qui la termine. On a encore deux mouvements opposés qui se détruisent. Si le liquide dépasse le nœud, la portion comprise entre celui-ci et le ménisque s'éloigne du nœud, s'élève dans le tube et entraîne le reste de la colonne. Un nouvel équilibre s'établit

lorsque le ménisque s'est suffisamment rapproché du nœud suivant qu'il ne peut atteindre. J'ai vu, dans certains cas, la colonne liquide rester soulevée de 15 à 20 centimètres au-dessus de sa hauteur normale.

Voici encore quelques expériences, sans grande importance théorique, mais d'un effet curieux :

On fait passer le fil vibrant horizontal dans un disque de papier mince présentant à son centre un trou de 1 millimètre de diamètre. Pendant la vibration, le disque se met à tourner dans son plan avec une rapidité extrême; il ne tombe pas si le fil est vertical.

On répète facilement cette expérience avec un anneau et une règle que l'on agite. Le disque de papier se maintient à la même place s'il est plan, et si son centre de gravité est dans le plan du cercle de contact avec le fil. Si le centre de gravité est en dehors du cercle, comme lorsque le papier a la forme d'une calotte sphérique, d'un tronc de cône, le papier se déplace toujours du côté opposé au centre de gravité. L'expérience se fait bien avec un fil vertical ou horizontal et un disque de bois à faces planes percé d'une ouverture conique centrale. Ce disque, placé vis-à-vis d'un ventre, s'en éloigne et se rapproche plus ou moins du nœud qui est situé à l'opposé du centre de gravité par rapport au cercle de contact.

FAVRE et VALSON. — Sur la dissociation cristalline (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1872 et 1873, *passim*).

En quoi consiste le phénomène de la dissolution d'un corps solide dans un liquide? Telle est la question que MM. Favre et Valson ont cherché à résoudre dans une série de recherches communiquées successivement à l'Académie des Sciences pendant ces deux dernières années.

Partant d'une certaine analogie entre le phénomène de la dissolution et le fait bien connu de la condensation d'un gaz par un solide, les auteurs ([1]) imaginent que, dans une solution saline, les molécules aqueuses se trouvent condensées autour de la molécule saline, comme, dans un morceau de charbon imprégné d'acide car-

---

([1]) *Comptes rendus*, t. LXXV, p. 330 et 385; 1872.

bonique, le gaz acide carbonique est condensé autour de la molécule de carbone. Qu'il y ait, en effet, une action coercitive du sel sur le dissolvant, c'est ce que paraissent indiquer les propriétés nouvelles du liquide après la dissolution du sel et, en particulier, le retard du point d'ébullition, l'abaissement du point de congélation, et la diminution de tension de la vapeur émise par le liquide.

« En résumé, lorsqu'un sel se dissout dans l'eau, chaque molécule tend à se mettre en équilibre avec les molécules d'eau voisines, l'eau exerçant sur le sel une action dissociante et le sel exerçant de son côté avec l'eau une action coercitive. » A ces deux actions correspondent deux effets thermiques contraires dont la différence seule sera accusée par le calorimètre, si l'on cherche à évaluer numériquement le phénomène calorifique accompagnant la dissolution.

Tel est le point de vue nouveau et assurément plausible auquel les auteurs se sont placés. Sans doute il y a là une hypothèse, et une hypothèse hardie, à savoir d'attribuer à l'eau et, en général, au menstrue employé toute la contraction observée dans la dissolution; mais si, comme les auteurs, tout en se laissant guider par l'hypothèse, on n'oublie jamais de consulter la nature, les résultats obtenus n'en sont pas moins précieux pour la science, et elle doit les enregistrer sans se préoccuper des idées théoriques qui y ont conduit. Aussi, sans insister davantage sur ces idées, sans suivre les auteurs dans un calcul peu heureux de la chaleur dégagée par la coercition de l'eau pendant la dissolution, nous aborderons immédiatement l'exposé des résultats de cette longue série de recherches, résultats que le lecteur pourra d'ailleurs facilement interpréter de lui-même dans les idées nouvelles.

I. *Loi des modules. Thermoneutralité.* — Si l'on compare entre elles des solutions salines suffisamment étendues, l'effet thermique dû à chacun des radicaux salins est toujours le même, indépendant du second radical auquel il est associé, et défini par une quantité constante que l'on appelle son *module thermique*.

A cette loi établie par des expériences déjà anciennes ([1]) se rattache le principe de la thermoneutralité des sels, en vertu duquel

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3[e] série, t. XXXVII, p. 484; 1853.

différents sels, mis successivement en dissolution dans une même quantité d'eau, se comportent, au point de vue thermique (pourvu qu'ils ne donnent pas de précipité solide), de la même manière que s'ils étaient dissous séparément, les différents radicaux salins se trouvant dans une indifférence complète les uns par rapport aux autres, de telle sorte que l'on ne peut pas dire qu'un des radicaux métalloïdiques est associé à l'un des radicaux métalliques plutôt qu'à l'autre.

Formulé dès 1840, par Hess ([1]), en termes presque identiques, vérifié par Graham ([2]), le principe de la thermoneutralité a reçu des études calorimétriques de M. Favre une pleine confirmation toutes les fois que les sels sur lesquels on opère sont des sels à acide fort.

Parmi les nombreuses expériences de M. Favre sur ce sujet, je ne citerai que les suivantes, dans lesquelles on a mesuré les quantités de chaleur dégagées par la dissolution de 1 équivalent d'un sel dans une grande quantité (230 équivalents) d'eau pure ou dans la même quantité d'eau contenant déjà 1 équivalent d'un autre sel en dissolution ([3]).

Sulfate de potassium	3357
» d'ammonium	3279
» de cuivre	3329
» d'ammonium et de cuivre	3377
» de potassium et de cuivre	3432
» de sodium	3370
» de zinc	3324

Des expériences basées sur un tout autre principe conduisent aux mêmes conclusions. M. Favre a reconnu, en effet, que des quantités de chaleur égales étaient dégagées par la précipitation de 1 équivalent de sulfate de baryte, lorsqu'on faisait réagir le chlorure de baryum dissous sur les différents sulfates neutres, simples ou doubles, en dissolution étendue; les résultats sont contenus dans le tableau suivant.

([1]) *Bulletin scient. de l'Acad. des Sciences de Saint-Pétersbourg*, t. VII, et *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. LXXV, p. 80; 1840; et 2e série, t. IV, p. 211; 1842.
([2]) *Philosophical Magazine* (mai 1843), et *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. VIII, p. 151; 1843.
([3]) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXIII, p. 721; 1871.

SELS MIS EN EXPÉRIENCE.	QUANTITÉ DE CHALEUR dégagée PAR LA DISSOLUTION DU SEL		OBSERVATIONS.
	dans l'eau pure.	dans l'eau contenant déjà en dissolution l'équivalent d'un sel étranger.	
Sulfate de sodium.	—9335	—9454	Le sel étranger, déjà en dissolution, est du chlorure de cuivre.
» d'ammonium...	—1009	—1018	
» de zinc....... .	—2002	—1956	
» de sodium.....	—9335	—9213	Le sel étranger est de l'acétate de zinc.
» de zinc........	—2002	—1970	
Chlorure de potassium.	—4574	—4390	
» de cuivre......	—2194	—2411(*)	
Azotate de potassium...	—8185	—8013	
Chlorure de cuivre.....	—2194	—2187	Le sel étranger est de l'azotate de potassium.
Acétate de zinc........	—1647	—1530	Le sel étranger est du sulfate d'ammonium.

(*) Il se forme un précipité peu abondant.

D'où il faut conclure nécessairement la thermoneutralité de ces dissolutions.

II. *Densineutralité.* — En étudiant les variations de volume qui accompagnent le phénomène de la dissolution, M. Valson [1] a constaté que les densités des solutions salines satisfont à des relations du même genre que les quantités de chaleur mises en jeu. Soit, en effet, une série de solutions salines normales, c'est-à-dire renfermant un équivalent (en grammes) de sel anhydre dissous dans 1 litre d'eau. Si l'on passe d'une solution saline à une autre solution différente de la première, seulement par le radical métallique, l'expérience montre qu'il y a une variation de densité propre au radical métallique nouveau, laquelle variation est constante et indépendante du radical métalloïdique commun. De même, si l'on passe d'une solution donnée à une autre solution différant par le radical

(1) *Comptes rendus*, t. LXXIII, p. 441; 1871.

métalloïdique, cette différence entraîne dans la densité une variation propre au radical métalloïdique nouveau et indépendante du radical métallique : ainsi il existe des modules de densité (lesquels ne sont autres que ces variations) comme il existe des modules thermiques, les radicaux conservant toujours, en quelque sorte, leur personnalité, et il y a une neutralité par rapport aux densités comme par rapport à la chaleur. Le principe de la densineutralité comporte d'ailleurs les mêmes restrictions que le principe de la thermoneutralité, restrictions sur lesquelles nous reviendrons plus tard.

M. Valson a même étendu la relation de neutralité à d'autres actions encore (¹) : il a constaté que les actions capillaires satisfont aussi à la loi des modules, et que, par suite, elles sont de même ordre que les précédentes (²).

III. *Étude spéciale des aluns.*—Les aluns ont attiré spécialement l'attention de MM. Favre et Valson, qui les ont étudiés comme types de sels doubles, tant au point de vue des phénomènes thermiques qu'au point de vue des phénomènes de contraction accompagnant la dissolution (³).

D'après le principe de la thermoneutralité, un sel double, soluble, n'existe plus dans une dissolution suffisamment étendue à l'état de sel double. C'est ce que les auteurs ont constaté pour les aluns par la double méthode expérimentale qu'ils avaient déjà suivie pour vérifier le principe de la thermoneutralité ; ils ont donc employé successivement : 1° la dissolution d'un sel dans de l'eau contenant déjà un autre sel dissous ; 2° la précipitation par le chlorure de baryum de l'acide du sel double en dissolution étendue.

Ils ont ainsi reconnu la destruction des aluns par l'eau, et ils ont vu s'y joindre la dissociation également par l'eau (et même à un degré assez avancé) du sulfate de sesquioxyde de fer qui entrait dans la composition de deux des aluns soumis à l'expérience.

(¹) *Comptes rendus*, t. LXXIV, p. 1016 et 1165 ; 1872.

(²) *Comptes rendus*, t. LXXIII, p. 441 ; 1871.

(³) La loi qui, d'après M. Valson, lie la hauteur h de la solution normale soulevée à la densité d de cette solution, est $hd =$ const., et présente ainsi une curieuse analogie de forme avec la loi de Dulong et Petit sur les chaleurs spécifiques $pc =$ const., p étant le poids atomique d'un corps et c la chaleur spécifique de ce corps.

Ainsi, d'après les expériences calorimétriques, l'eau semble se borner, pour les aluns en général, à dissocier les deux sels constituants; tandis que, pour les aluns de fer, elle paraît dissocier aussi les éléments du sulfate de sesquioxyde de fer, à tel point même que, suivant les expériences de précipitation par le chlorure de baryum, le sesquioxyde resterait en dissolution en présence d'un acide qui aurait cessé d'exercer sur lui son action chimique ordinaire. N'y a-t-il rien là qui se rattache aux curieuses modifications du sesquioxyde de fer, étudiées par Graham et M. Debray ([1])?

L'étude des phénomènes de contraction qui accompagnent la dissolution des aluns montre que le principe de la densineutralité est vrai pour ces sels comme le principe de la thermoneutralité.

Il existe, en effet, des modules de densité pour les radicaux constitutifs de ces sels, c'est-à-dire que chaque métal a sur la densité de la solution normale une action propre, indépendante des actions du même ordre exercées par les autres radicaux en présence.

Ajoutons qu'il y a aussi pour les aluns des modules capillaires que les auteurs ont déterminés avec soin.

L'ensemble de ces déterminations prouve que les aluns (et en général les sels doubles) ne peuvent pas subsister en présence de l'eau, mais qu'ils se dédoublent en leurs sels constituants. En effet, on retrouve toujours les mêmes nombres pour la densité ou la hauteur capillaire des solutions des aluns, comme pour la quantité de chaleur mise en jeu dans la dissolution, soit qu'on les détermine directement par l'expérience en dissolvant les aluns, soit qu'on les calcule en partant des nombres fournis par la dissolution de chacun de leurs sels constituants.

IV. *Exceptions aux lois de neutralité.* — Les recherches précédentes montrent que la thermoneutralité et la densineutralité sont des propriétés corrélatives des dissolutions salines neutres : quand il y a thermoneutralité, il y a aussi densineutralité et réciproquement.

([1]) Les aluns de chrome ont également donné lieu à des remarques curieuses. Les aluns verts ont des propriétés toutes différentes de celles des aluns violets, et ces propriétés nouvelles s'expliquent facilement, si l'on admet avec les auteurs que dans les aluns verts le sulfate de sesquioxyde de chrome est devenu du sulfate de sulfochromyle $SO^4[Cr^2(SO^4)^2]$, le sulfochromyle étant analogue à l'uranyle U^2O^2 et à l'antimonyle de M. Peligot.

Les expériences dont il nous reste à parler ont établi que, lorsque l'une des propriétés disparaît, l'autre propriété disparaît également.

On connaît les beaux travaux de M. Berthelot sur les sels qui font exception au principe de la thermoneutralité et les conséquences importantes qu'il en a déduites relativement à l'action comparée des acides *forts* et des acides *faibles*. Ces dénominations, qui, jusqu'à présent, ne correspondaient à rien de bien net, se trouvent maintenant précisées : la préférence de certains acides pour certaines bases a été ainsi nettement affirmée et justifiée. Aussi nous n'insisterons pas davantage sur ce côté de la question et, laissant de côté les sels acides que les recherches de M. Thomsen permettaient déjà de ranger dans les exceptions, nous nous occuperons seulement des phénomènes de contraction offerts par certains sels doubles, en choisissant, comme l'ont fait les auteurs, des sels déjà étudiés par M. Berthelot.

Si l'on dissout 1 équivalent de carbonate de soude dans 1 litre d'eau contenant déjà en dissolution 1 équivalent de sulfate d'ammonium, le mélange présente à la relation de thermoneutralité une exception qui s'explique, comme l'a montré M. Berthelot, en admettant un échange presque complet entre les acides et les bases.

L'étude des densités conduit à la même conséquence, l'accord entre l'observation et le calcul ne se rétablissant que si l'on pose pour le calcul des moyennes, non pas des sels primitifs, mais des sels, carbonate d'ammonium et sulfate de sodium, résultant de leur double décomposition. Mêmes conclusions avec le borate de sodium et le sulfate d'ammonium.

D'une manière générale, les sels à acides forts satisfont seuls à la double relation de neutralité.

En citant ces résultats, qui nous avaient particulièrement frappé dans le travail de MM. Favre et Valson, notre but cependant a été moins encore d'appeler l'attention du lecteur sur ces résultats eux-mêmes que de lui montrer par quelques exemples quels précieux documents il pourra retirer de ces recherches.

Les auteurs y ont accumulé, en effet, les expériences et les observations précises, et la valeur intrinsèque de ces résultats expérimentaux est complétement indépendante du jugement que l'on pourra porter sur leurs hypothèses.

VIOLLE.

J. TYNDALL. — The acoustic transparency and opacity of the atmosphere (La transparence et l'opacité acoustique); *Nature, Journal of Science*, janvier et février 1874, p. 251 et 267.

M. Tyndall a exposé, le 16 janvier, dans un discours prononcé à l'Institution royale, les expériences qu'il a effectuées dans le but de reconnaître l'efficacité des signaux sonores sur les côtes maritimes en temps de brouillard; il a fait connaître les singuliers résultats ainsi que les explications théoriques auxquels ces expériences l'ont conduit.

M. Tyndall avait choisi pour station à signaux South Foreland, promontoire situé près de Douvres, et y avait fait disposer les instruments destinés aux expériences. C'étaient deux sortes de grandes trompettes résonnant à l'aide de l'air comprimé, deux sifflets analogues à ceux des locomotives et mis en action l'un par l'air comprimé et l'autre par la vapeur; enfin des canons qu'un général avait bien voulu mettre à sa disposition.

Le 19 mai dernier les expériences commencèrent et les observateurs s'embarquèrent sur le steamer *Irène*. Il résulta de leurs premières observations que les trompettes avaient une plus longue portée que les sifflets, et que les canons montraient eux-mêmes une incontestable supériorité sur celles-ci.

« Il n'avait jamais été fait, à ma connaissance, dit M. Tyndall, aucune observation établissant qu'un son, une fois prédominant, pût cesser de l'être, et que l'atmosphère, à différents jours, dût montrer de la préférence pour des sons différents; aussi ne nous attendions-nous pas à un complet renversement de notre opinion primitive : c'est cependant ce qui arriva. »

Après avoir constaté que la portée du son était très-variable, il trouve, le 25 juin, que cette portée n'est que de 5 $\frac{1}{2}$ milles, le vent ayant la direction même du son, tandis que, le lendemain, elle est de 10 milles, le vent ayant une direction opposée. Il y avait donc, outre la direction du vent, une cause qui influait sur la portée du son, et cette cause inconnue devient dès lors l'objet de ses recherches.

« Le 3 juillet, le matin était radieux, le ciel d'un bleu immaculé, l'air calme, la mer unie. Nous vînmes nous placer en face de la

station, faisant halte à 3 $\frac{1}{2}$ milles de ce point. Pas un souffle ne troublait à bord le calme de l'air, et cependant nous n'entendions rien. Nous apercevions toujours les bouffées de vapeur des sifflets, et nous savions que les trompettes résonnaient alternativement avec ceux-ci, mais nous n'entendions rien. Voici un jour parfaitement clair sous le rapport optique et qui se montre en même temps d'une obscurité acoustique presque impénétrable. »

Quelle cause pouvait rendre l'air capable d'éteindre, à une si faible distance, une telle masse de son. « Comme je me tenais sur le pont de l'*Irène,* méditant sur cette question, je remarquai l'extrême puissance du soleil qui me frappait le dos et échauffait les corps environnants. Des rayons d'une égale intensité tombaient sur la mer et devaient produire à sa surface une abondante évaporation. Il me semblait tout à fait improbable que la vapeur pût s'élever et se mêler à l'air de manière à former un mélange parfaitement homogène. Il devait, à mon sens, exister dans l'atmosphère des espaces dans lesquels l'air était plus ou moins saturé de vapeur ou même complétement déplacé par cette dernière. Sur les surfaces limitant ces espaces nous devions trouver les conditions nécessaires à la production d'échos partiels, et, par conséquent, d'une perte de son. »

M. Tyndall raconte comment il put faire presque immédiatement la vérification de cette idée théorique. Un nuage cache le Soleil et produit une ombre sur tout l'espace qui sépare le steamer de la station des signaux. L'évaporation s'arrête, tandis que la vapeur déjà formée peut se mélanger à l'air d'une manière plus intime; presque aussitôt les sons deviennent distincts et vont en augmentant d'intensité, à mesure que le soleil s'abaisse vers l'horizon.

« Le pilote de la patache de Varne nous dit que les sons y avaient été entendus vers la chute du jour, bien qu'elle fût éloignée de 12 $\frac{3}{4}$ milles de la station des signaux. »

Considérant alors le côté complémentaire de la question, M. Tyndall reconnaît bien qu'un mélange hétérogène d'air et de vapeur peut constituer un nuage acoustique impénétrable, au milieu d'un jour d'une parfaite transparence optique; mais une telle masse de son peut-elle disparaître sans laisser aucune trace? « Supposons alors, dit-il, qu'au lieu de nous placer derrière le nuage

acoustique nous soyons en face de lui, ne devrons-nous pas nous attendre à recevoir par réflexion le son qui ne pouvait se transmettre jusqu'à nous? »

Les observateurs prennent position à la base du rocher du Foreland. La masse d'air qui interceptait le son avec tant de puissance se trouvait alors en face d'eux. Les instruments sonores étaient placés à 245 pieds au-dessus et cachés à leur vue; la mer était unie, et nul navire ne s'y montrait; le ciel était sans nuages: il n'y avait donc devant eux aucun objet qui pût produire des échos. Cependant les échos se produisirent sur un air parfaitement transparent avec une force presque égale; au son direct ils allaient en mourant graduellement et en s'éloignant d'une manière continue.

M. Tyndall a imaginé l'expérience suivante pour montrer que le son ne se transmet pas par un milieu gazeux hétérogène. Dans un tuyau prismatique long, ouvert et couché horizontalement, il fait arriver en même temps de l'acide carbonique et du gaz d'éclairage. Le premier parvient, par le haut, à l'aide de plusieurs ouvertures pratiquées dans la face supérieure du prisme rectangle qui forme le tuyau couché et le second par le bas à l'aide d'un même nombre d'ouvertures, alternant avec les premières. L'acide carbonique descendant et le gaz d'éclairage montant en vertu de leurs densités respectives, il en résulte un mélange hétérogène. Si l'on fait résonner, à l'extrémité ouverte du tuyau, un timbre électrique, et si l'on place, près de l'autre ouverture, la flamme d'un bec de gaz, vers la base de laquelle on dirige les ondes sonores à l'aide d'un pavillon collecteur, on constate que la flamme reste immobile pendant que les gaz circulent, tandis qu'avant leur admission elle était fortement agitée.

E. Bertholomey,
Professeur au collége de Tulle.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

(3e SÉRIE, TOME V; 1873.)

John-William DRAPER. — Recherches d'actino-chimie, p. 25 et 91.

Ces deux Mémoires, qui contiennent des faits intéressants, seront l'objet d'une analyse spéciale.

Alfred-M. Mayer. — Sur la détermination expérimentale des intensités relatives des sons, etc., p. 44 et 1237.

Voir, pour l'analyse de ce Mémoire, le *Journal de Physique*, année 1873, page 228.

Alfred-M. Mayer. — Sur les changements de dimensions produits par l'aimantation dans les barreaux de fer, d'acier et de bismuth, p. 170.

Ce Mémoire n'est qu'une introduction à une série d'articles où l'auteur se propose d'exposer ses travaux sur ce sujet. Il se borne dans cette première partie à rappeler les travaux antérieurs de Joule (*Philosophical Magazine*, 1847), de Wertheim (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXIII), et de Tyndall (publiés dans ses *Recherches sur le diamagnétisme*, Londres, 1870). Ces trois savants ont montré que, sous l'influence de l'aimantation, des barreaux de fer et d'acier peuvent s'allonger ou se raccourcir. Joule a montré en même temps qu'à ces changements correspondent des changements inverses dans la section des barreaux, car leur volume reste constant.

Alfred-M. Mayer. — Moyen simple de projeter sur un écran les déviations des aiguilles d'un galvanomètre, etc. p. 270.

La tige qui porte le système des deux aiguilles porte en outre à sa partie supérieure un fil de maillechort horizontal, à l'extrémité duquel est suspendu un petit losange vertical de papier d'étain, équilibré de l'autre côté du fil avec de la cire molle. Ce petit losange se meut tout près de la paroi de la cage cylindrique en verre qui porte la graduation; celle-ci peut être simplement tracée sur le verre à l'encre de Chine. Avec la lumière Drummond, on projette sur un écran l'image très-agrandie de la division et du petit morceau de papier. L'image est facilement visible même en plein jour. En prenant quelques précautions, l'auteur est arrivé à mesurer ainsi avec précision des déviations de 6 minutes seulement.

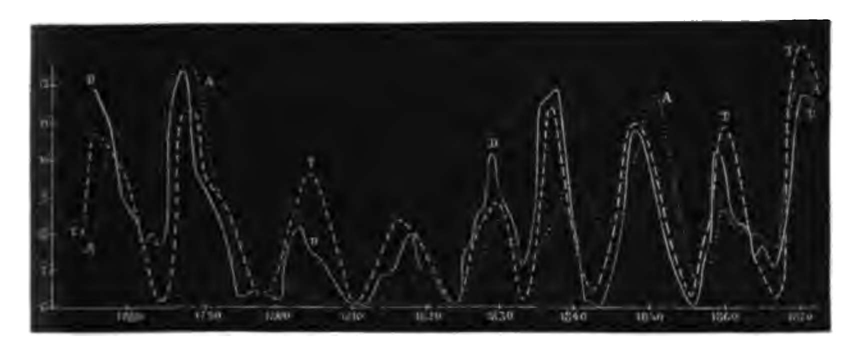
T.-C. Mendenhall. — Sur la détermination de la hauteur à laquelle les liquides peuvent être maintenus au-dessus des bords d'un vase, p. 129.

Pour éviter de changer la forme de la surface, l'auteur fait arriver le liquide par une tubulure inférieure, et mesure le niveau au moyen d'une vis micrométrique, que l'on abaisse jusqu'au contact du liquide. La hauteur à laquelle le liquide peut être soulevé est variable avec la nature du liquide, et semble indépendante du dia-

mètre du vase, dans des limites assez étendues (le diamètre a varié de $\frac{1}{4}$ de pouce à 2,57 pouces, de 6 à 65 millimètres). Les résultats étaient évidents, au moins pour des vases aussi larges.

ELIAS LOOMIS.— Comparaison des changements diurnes de la déclinaison magnétique, et le nombre d'aurores boréales observées chaque année, p. 245.

L'auteur compare les changements diurnes de la déclinaison avec le nombre d'aurores boréales observées, et en même temps avec la variation des taches du Soleil. Il a observé lui-même la déclinaison et les aurores boréales en se servant également des Catalogues et Tables publiés par divers observateurs. Il emprunte les éléments relatifs aux taches solaires au Dr R. Wolf, de Zurich. Il arrive ainsi à établir un parallélisme complet dans la marche de ces trois phénomènes, ainsi qu'il résulte des courbes suivantes qui résument son travail.



La courbe pleine DD′ indique les variations de déclinaison de $\frac{1}{2}$ minute en $\frac{1}{2}$ minute. La courbe ponctuée AA′ donne de 10 en 10 le nombre d'aurores boréales observées chaque année; enfin la courbe TT′ donne l'extension relative des taches du Soleil.

A. Angot,
Agrégé de l'Université.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 9 janvier 1874.

M. d'Almeida expose les résultats obtenus par M. Melsens pour la liquéfaction des gaz absorbables par le charbon. M. Melsens parvient, à l'aide d'un dispositif

très-simple, à répéter les expériences classiques de Faraday : un de ces tubes contenant du cyanogène fonctionne sous les yeux de la Société et fournit une dizaine de centimètres cubes de cyanogène liquide.

Il ressort des expériences de M. Melsens que le pouvoir absorbant du charbon pour un gaz n'est pas proportionnel à la solubilité de ce gaz dans l'eau. Le chlore, par exemple, qui est loin d'être le plus soluble dans l'eau, est absorbé par le charbon beaucoup plus que tous les autres gaz.

L'élection du vice-président et du vice-secrétaire a lieu. Les pouvoirs du Conseil sont prorogés pour l'année 1874. Les comptes de l'année 1873 sont présentés.

Séance du 23 janvier 1874.

M. Marey expose les résultats de ses recherches sur l'analyse et la synthèse des conditions mécaniques du vol des oiseaux : il montre en particulier les expériences qu'il a entreprises pour démontrer l'inégale résistance produite par l'air sur l'aile de l'oiseau lorsque l'oiseau est au repos et lorsqu'il est animé d'une certaine vitesse ; dans le premier cas, la résistance paraît trois fois moindre environ que dans le second.

Il décrit ensuite un petit chronographe enregistreur qui transmet, à l'aide d'un courant électrique, un mouvement vibratoire à telle distance et dans telles conditions que l'on veut.

M. Mascart présente deux cathétomètres, l'un construit par M. Golaz, l'autre, de précision, construit par M. Brunner. Le principal perfectionnement de ce dernier consiste dans l'équilibrage du chariot mobile à l'aide d'un poids fixé par l'intermédiaire d'un double cordon et de deux poulies.

M. Lissajous, à propos d'une Communication académique, rappelle divers résultats relatifs à ses recherches sur l'obtention du nombre absolu de vibrations d'un son ; il donne quelques détails sur les précautions nécessaires dans l'emploi de la méthode optique, causées par l'extrême sensibilité de la méthode ; il indique divers moyens d'y remédier et appelle l'attention des acousticiens sur l'entretien électrique des diapasons suivant la méthode de M. Mercadier.

Séance du 13 février 1874.

M. Laurent décrit un saccharimètre perfectionné sur le principe du *saccharimètre à pénombre*.

Les points sur lesquels portent les perfectionnements sont les suivants :

1° La lumière de la soude est dépouillée de ses rayons violets par transmission à travers une petite plaque de bichromate de potasse clivé.

2° Le champ de l'instrument présente, comme dans le saccharimètre à pénombre, deux moitiés offrant deux plans de polarisation de direction différente : l'angle de ces deux plans est variable par l'emploi d'une lame biréfringente atteignant la teinte jaune et occupant la moitié du champ.

3° Une vis tangente permet le réglage du zéro avec une grande approximation.

M. Bontemps décrit ses expériences sur l'écoulement de l'air dans les tuyaux de petit diamètre.

L'assimilation des lois de cet écoulement avec les lois des courants électriques le conduit à une série d'expériences qui confirment le point de vue auquel il s'est placé.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome I. — Janvier 1874.

Haldor Topsoë et C. Christiansen. — *Recherches optiques sur quelques séries de substances isomorphes*, p. 5.

A. Barthélemy. — *Des vibrations communiquées aux nappes liquides de forme déterminée*, p. 100.

5e série. — Tome I. — Février 1874.

C. Decharme. — *Du mouvement ascendant spontané des liquides dans les tubes capillaires* (suite). — *Mode d'expérimentation et résultats*, p. 145.

P.-A. Favre. — *Recherches thermiques sur la condensation des gaz par les corps solides et la chaleur dégagée dans l'acte de cette absorption. — Relations de ces effets avec les chaleurs de liquéfaction et de solidification des gaz*, p. 209.

F.-M. Raoult. — *Recherches sur l'absorption de l'ammoniaque par les dissolutions salines*, p. 262.

C. Marignac. — *Sur la solubilité du sulfate de chaux et sur l'état de sursaturation de ses dissolutions*, p. 274.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVII. — Janvier 1874.

Hermann Herwig. — *Sur la désagrégation des électrodes servant à former l'arc de la lumière électrique*, p. 6.

Challis. — *Théorie de l'origine du magnétisme terrestre*, p. 14.

R.-S. Brough. — *Sur le pont de Wheatstone*, p. 22.

Challis. — *Nouvelle discussion des principes analytiques de l'Hydrodynamique, en réponse à M. Moon*, p. 25.

A.-F. Sundell. — *Force électromotrice et thermo-électrique de quelques alliages métalliques en contact avec le cuivre*, p. 28.

Samuel Roberts. — *Condensateur simple pour les machines électriques de frottement*, p. 49.

W.-F. Barrett. — *Changements moléculaires qui accompagnent l'aimantation du fer, du nickel et du cobalt*, p. 51.

4e série. — Tome XLVII. — Février 1874.

LORD RAYLEIGH. — *Fabrication et théorie des réseaux*, p. 81.

OLIVIER HEAVISIDE. — *Pont de Wheatstone*, p. 93.

JAMES CROLL. — *Sur les courants de l'Océan.* — III. *Sur les causes physiques des courants de l'Océan*, p. 94.

W. MILLER. — *Sur le quartz, la glace et la karsténite*, p. 122.

EDWARD. C. PIKERING. — *Mesure de la polarisation de la lumière réfléchie par le ciel et par une ou plusieurs lames de verre*, p. 127.

ROBERT MOON. — *Remarques sur les principes analytiques de l'Hydrodynamique en réponse au professeur Challis*, p. 143.

Dr HELMHOLTZ. — *Sur la polarisation galvanique dans les liquides privés de gaz*, p. 145.

Annales de Poggendorff.

Tome CL. — No 11. — Année 1873.

A. KUNDT. — *Vibrations des plaques d'air rectangulaires, en particulier des plaques carrées*, p. 337.

SCHLÜNGEL. — *Changement de la hauteur du son, par suite du déplacement de la source sonore; mesure de la vitesse du son, fondée sur ce principe*, p. 356.

H. STREINTZ. — *Changement de longueur et d'élasticité produits dans un fil métallique parcouru par un courant*, p. 368.

H. HERWIG. — *Note sur le nombre et le poids des molécules d'éther contenues dans un conducteur électrique*, p. 381.

H. BEHROW. — *Sur la porcelaine et autres produits de dévitrification*, p. 386.

V. DVOŘÁK. — *Théorie des franges de Talbot*, p. 399.

V. DVOŘÁK. — *Expériences exécutées avec les manomètres de Kundt*, p. 410.

A. MITSCHERLICH. — *Machine pneumatique à mercure avec soupape*, p. 420.

F. KOHLRAUCH. — *Baromètre des variations*, p. 423.

F. ZÖLLNER. — *Réponse aux objections de M. Reye, contre mon explication des taches et protubérances solaires*, p. 426.

H. VOGEL. — *Sensibilité du bromure d'argent aux rayons dits chimiquement inactifs*, p. 453.

H. SPRENGEL. — *Méthode simple et exacte pour la détermination de la densité d'un liquide*, p. 459.

J. PLATEAU. — *Sur la mesure des sensations, et sur la loi qui relie l'intensité de la sensation à l'intensité de la cause qui la produit*, p. 465.

G. LÜBECK. — *Note sur les expériences exécutées par Bessel à l'aide du pendule*, p. 476.

HELMHOLTZ. — *Sur la polarisation produite par le courant dans des liquides privés de gaz*, p. 483.

MOUSSON. — *Réponse à une observation de M. le professeur Mach*, p. 495.

LORENZ-HEUGLER. — *Biographie de Lorenz-Heugler, inventeur du pendule horizontal*, p. 496.

NOTE SUR LES ANNEAUX COLORÉS DE NEWTON;

PAR M. P. DESAINS.

Lorsque les anneaux colorés de Newton se sont formés dans une mince couche d'air comprise entre une lentille sphérique et un verre plan sous-jacent, si la tache centrale noire n'existe pas encore, on la fait aisément apparaître en exerçant une légère pression sur la lentille. Pendant que l'on appuie ainsi les verres l'un contre l'autre, on voit un ou plusieurs anneaux nouveaux se dégager du centre en repoussant ceux qui existaient déjà; mais, quand la pression diminue ou cesse, il arrive souvent que les anneaux ainsi sortis du centre s'en rapprochent, et même y disparaissent en totalité ou en partie, tandis que ceux qu'ils avaient poussés devant eux reviennent vers les places qu'ils occupaient d'abord.

Ces mouvements paraissent surtout remarquables quand on les observe dans une lumière homogène, parce qu'alors le nombre des anneaux est beaucoup plus considérable que dans la lumière blanche. Toutefois le phénomène est toujours fugace et se produit avec irrégularité, tant qu'on se borne, comme nous venons de le supposer, à agir sur les verres par la pression directe de la main. Les effets deviennent, au contraire, très-beaux lorsqu'à l'aide de dispositions convenables on se donne la possibilité de faire varier d'une façon lente et bien graduée l'épaisseur de la lame d'air dans laquelle les anneaux se développent.

L'appareil que j'emploie pour obtenir ce résultat a été construit par M. Laurent-Duboscq. Le plan est mobile sous l'action d'une bonne vis micrométrique dont le pas est de $\frac{1}{2}$ millimètre. La lentille au contraire est fixe; seulement des vis de rappel permettent d'en régler la position de manière que son axe optique soit perpendiculaire au disque plan mobile et passe par son centre.

Ces conditions satisfaites, si l'on éclaire le système des deux verres avec une lumière monochromatique, celle de l'alcool salé par exemple, on voit se développer autour du point de contact une série d'anneaux qui couvrent toute la surface de la lentille; et quand, à partir de cette position qui répond au contact, on écarte lentement les deux verres, on voit se produire très-régulièrement,

dans le système des anneaux, tous ces mouvements que nous avons décrits à la page précédente.

Lorsqu'on veut les observer dans d'autres couleurs simples que celles de la flamme du gaz ou de l'alcool salé, on emploie pour lumière éclairante des faisceaux de rayons sensiblement homogènes, pris dans un spectre bien pur : à défaut de soleil, la lampe Drummond peut servir de source de lumière. Avec les rayons de cette lampe et un prisme de flint, on fait un beau spectre dans lequel le rouge ait environ 4 centimètres de large à l'endroit où la netteté est maximum. En cet endroit, on place un écran percé d'une fente rectangulaire dont la largeur ne doit pas excéder une douzaine de millimètres. La fente recevant la lumière avec laquelle on veut opérer, on fait tomber sur les verres les rayons que l'on a ainsi isolés, et l'on observe le phénomène avec une loupe de distance focale un peu grande. Les anneaux sont très-nets et très-nombreux; ils seraient même assez brillants pour être projetés si l'on opère, non plus avec la lampe Drummond, mais avec une belle lumière solaire.

Toutefois, quand on veut aussi montrer le phénomène en projection et avec un grossissement considérable, il est souvent plus commode de ramener la lumière éclairante à l'homogénéité, non plus par la réfraction, mais par l'absorption. On peut, par exemple, opérer de la manière suivante.

Avec une lentille, de $0^m,30$ de distance focale, on concentre, sur les verres, les rayons solaires ou ceux d'une lampe Drummond, en faisant en sorte que l'incidence soit peu considérable; puis, avec une bonne lentille de projection placée perpendiculairement aux rayons réfléchis, on forme sur un écran l'image des verres considérablement amplifiée. Les anneaux apparaissent au centre de cette image : ils sont sensiblement circulaires et visibles à grande distance, seulement ils sont irisés et peu nombreux; mais, que l'on place sur le trajet des rayons incidents une auge plate, d'environ 1 centimètre d'épaisseur et pleine d'une solution de rouge d'aniline, et aussitôt toute l'image des verres se trouve recouverte d'anneaux alternativement rouges et noirs, et qui conservent un éclat remarquable. Le phénomène est encore très-beau, quoique plus sombre, quand on prend pour absorbant une solution de sulfate de cuivre ammoniacal.

Le mouvement des anneaux ainsi vus en projection dans une lumière sensiblement homogène constitue une belle expérience d'op-

tique, et l'on peut déduire, immédiatement, de cette expérience la mesure des longueurs d'onde des rayons que l'on emploie pour la faire. En effet, d'après la théorie des anneaux colorés, si l'on veut, en partant de la position qui répond au contact des verres, ramener n fois de suite le centre à être bien noir, il faut écarter les verres de $n\frac{\lambda}{2}$, λ étant la longueur d'onde de la lumière homogène employée; en particulier, avec la lumière du gaz ou de l'alcool salé, pour faire rentrer soixante anneaux dans la tache centrale, il faut écarter les verres de $\frac{60 \times 0^{mm},000589}{2}$, puisque $0^{mm},000589$ est la longueur d'onde de cette lumière. Partant de là, si le pas de la vis est égal à $\frac{1}{2}$ millimètre, il faudra tourner cette vis d'un nombre x de degrés donné par l'équation

$$\frac{x}{360} \times \frac{1}{2} = 60 \times \frac{0,000589}{2},$$

d'où l'on déduit

$$x = 12^{\circ},74.$$

L'expérience m'a donné $x = 12^{\circ},88$, c'est-à-dire qu'elle m'a conduit par ce procédé rapide à une valeur qui ne diffère pas de $\frac{1}{100}$ de celle que l'on adopte ordinairement. Dans des mesures de ce genre, l'incertitude dépend surtout de celle qui peut exister sur la valeur absolue du pas de la vis dans la portion même que l'on emploie; mais cette incertitude n'a plus d'influence fâcheuse si l'on veut seulement comparer les longueurs d'onde des rayons de différentes teintes. Dans mon appareil, la vis est régulière dans plus de la moitié de sa longueur.

Un nombre assez considérable d'expériences m'a montré, en effet, que, dans plus de la moitié de sa longueur, au passage de 60 anneaux répond une rotation toujours comprise entre $12^{\circ},84$ et $12^{\circ},94$. Ce point est important, et par conséquent il n'est pas inutile d'indiquer par quelle disposition on peut aussi employer aux mesures telle ou telle partie de la vis motrice. L'écrou dans lequel cette vis se meut est fixé d'une façon tout à fait invariable sur une des faces d'une forte colonne plate de cuivre; celle-ci porte en outre, et sur la même face, une coulisse dans laquelle glisse, sous l'action de la vis, une règle rigide, perpendiculairement à laquelle est fixé le

disque de verre mobile. Quant à la lentille, ou verre fixe, elle est enchâssée dans un anneau de cuivre très-solide, qui, par l'intermédiaire d'une patte latérale perpendiculaire à son plan, se fixe solidement à la face postérieure de la colonne plate. C'est à l'aide de fortes vis de pression que la patte se trouve ainsi assujettie contre la colonne; mais le mode d'attache est tel, qu'en desserrant un peu les vis on se donne la possibilité de hausser ou baisser la lentille d'une quantité variable à la volonté de l'opérateur.

Quand on veut ralentir beaucoup le mouvement des anneaux, au lieu de conduire la vis-motrice directement à la main, il vaut mieux agir sur elle à l'aide d'une vis tangente micrométrique elle-même. Grâce à cet artifice, l'appareil à l'aide duquel se font les expériences qui viennent d'être décrites permet de fractionner en une cinquantaine de parties égales un déplacement du verre mobile à peu près égal à un demi-millième de millimètre.

SUR LA TRANSFORMATION DE L'ACHROMATISME OPTIQUE DES OBJECTIFS EN ACHROMATISME CHIMIQUE;

PAR M. A. CORNU.

(Note présentée au Congrès tenu à Lyon par l'Association française pour l'avancement des Sciences, séance du 22 août 1873.)

Je m'étais proposé le problème suivant à l'occasion des travaux préparatoires de la Commission du passage de Vénus :

Transformer l'objectif d'une lunette astronomique, achromatisée pour les rayons visibles, de manière à obtenir, au foyer principal, des épreuves photographiques dont la netteté soit comparable à celle des images optiques directes.

Des études antérieures sur la photographie du spectre ultra-violet [1] m'avaient conduit à examiner la répartition des foyers des diverses raies du spectre dans une lunette de spectroscope, formée avec un objectif achromatique. Une graduation en millimètres,

---

[1] *Voir* le *Compte rendu de l'Association française*, Congrès de Bordeaux, t. I, p. 300.

tracée sur le tube de tirage d'une semblable lunette, permet d'observer les faits suivants : si l'on note successivement le tirage de la lunette, après avoir mis *au point* avec beaucoup de soin l'image des principales raies du spectre projetées sur le réticule, on remarquera que la distance focale diminue d'abord depuis la raie A jusqu'aux raies B, C, D; il y a un minimum de distance focale vers la raie *b*, puis augmentation à partir de cette région; la raie F forme son foyer à peu près à la même distance que D, l'augmentation devient rapide à partir de G, si bien que le foyer des raies de l'extrémité visible du violet se forme en arrière du foyer de l'extrémité rouge. La photographie permet d'aller beaucoup plus loin, et l'on peut suivre la marche très-rapidement croissante des distances focales des radiations ultra-violettes.

De ces faits résulte la remarque suivante : la répartition des foyers de la région violette dans un objectif achromatisé est précisément inverse de celle qu'aurait produite un objectif non achromatisé; en effet, les rayons violets, étant les plus réfrangibles, ont une distance focale plus courte que les rayons rouges, lorsqu'on les fait réfracter à travers une lentille convergente de crown-glass : par exemple, l'addition d'une lentille divergente de flint-glass, qui tend à ramener les foyers de toutes les radiations dans un même plan, produit donc une action plus énergique sur les rayons violets que sur les rayons rouges, puisqu'elle allonge le foyer des premiers d'une plus grande quantité que celui des derniers. Il en résulte que, si par un moyen ou par un autre on diminue l'influence de la lentille divergente, on modifie la répartition des foyers des diverses radiations, telle qu'elle a été décrite plus haut, dans un sens qu'on peut aisément prévoir. Le foyer des rayons violets étant relativement moins repoussé que celui des rayons rouges (relativement au cas ordinaire), les rayons dont la distance focale est minimum se rapprochent du côté violet; l'achromatisme optique est alors altéré : en continuant à diminuer l'influence du verre divergent, on peut parvenir à placer la distance focale minimum dans la région comprise entre G et H. On obtient alors l'achromatisme chimique; car cette région est, pour les radiations chimiques, l'analogue de la région du spectre visible comprise entre D et F, par l'énergie des impressions qu'elle produit sur les substances photographiques, autrement dit, le *centre de gravité* des radiations actiniques est situé

vers le milieu de l'intervalle G et H; comme dans le spectre visible ce point tombe aux environs de la raie *b*.

Quant au moyen de diminuer l'influence du verre divergent de flint-glass, le plus facile consiste simplement à l'écarter du verre convergent de crown-glass. On se rend compte aisément de cet effet en poussant la condition à l'extrême; en effet, si l'on plaçait le verre divergent au foyer même du verre convergent, son influence serait nulle; c'est en le rapprochant que son action augmente, jusqu'au moment où les deux verres sont en contact. Évidemment, dans une position intermédiaire, l'effet du flint-glass sera intermédiaire : *on est donc assuré, par un écartement convenable des verres, d'arriver à l'achromatisme chimique;* car on peut parcourir tous les degrés de répartition relative des foyers, depuis l'achromatisme optique qu'on peut considérer comme un achromatisme chimique *dépassé,* jusqu'au *non-achromatisme* [1].

---

[1] J'ai vérifié expérimentalement toutes ces déductions à l'aide d'un appareil assez simple : on dispose un objectif dont les verres peuvent être écartés à des distances variables (jusqu'à 2 ou 3 pour 100 de la distance focale principale); en avant de cet objectif, on place un prisme dont l'angle est de 8 à 12 degrés, suivant la réfrangibilité de la matière, et dont l'une des faces est argentée, de manière à fonctionner à la fois comme prisme d'angle double et de miroir renvoyant les rayons dans la même direction. En arrière de l'objectif, on place un oculaire positif et un réticule portés par un tirage avec graduation : l'axe de cet oculaire est légèrement incliné sur l'axe principal de l'objectif, de manière à laisser place à une fente éclairée par la lumière du soleil ou d'une étincelle d'induction. Il est facile maintenant de se rendre compte du fonctionnement de l'appareil. La fente étant disposée verticalement au-dessous de l'oculaire, dans le plan focal principal de l'objectif, les rayons émanés de cette fente sont rendus parallèles après leur passage à travers l'objectif, réfractés par la première face du prisme, réfléchis par la seconde, réfractés une seconde fois (dans le sens de la duplication de la dispersion), puis ramenés sur l'objectif : le prisme n'altérant nullement le parallélisme des rayons si ses faces sont bien planes, les rayons vont converger dans le plan focal principal en un point situé au-dessus de la fente : c'est là qu'on place le réticule, entraîné par le mouvement commun du tube de tirage et de l'oculaire. En donnant au prisme un mouvement de rotation autour de son arête, on peut amener chaque raie sous le fil vertical du réticule et la mettre exactement au point sur ce fil; on peut donc ainsi mesurer la position relative des foyers de toutes les raies. On répète la même série d'observations pour les distances convenablement choisies des deux verres, et l'on vérifie les modifications successives d'achromatisme prévues par l'exposé précédent. Après ce résumé, il est facile de comprendre comment ces expériences constituent une véritable méthode optique pour l'étude rigoureuse de l'achromatisme.

Il n'est pas inutile d'ajouter que l'écartement des verres produit une diminution notable de la distance focale principale; avec les verres usités d'ordinaire, la variation de distance focale est sept ou huit fois plus grande que la variation de la distance des verres.

On peut donner une démonstration tout à fait élémentaire de cette méthode d'achromatisme chimique par écartement des verres, en supposant les lentilles sans épaisseur.

Soient p et p' les distances de deux foyers conjugués d'une lentille convergente formée d'un verre dont l'indice soit n pour un rayon donné; on a la formule bien connue

$$(1)\qquad \frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=(n-1)\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)=(n-1)P,$$

en désignant, pour abréger, la somme des courbures par P.

La formule analogue pour une lentille divergente sera

$$(2)\qquad \frac{1}{q}-\frac{1}{q'}=(n'-1)Q.$$

Si ces deux lentilles sont accouplées au contact (comme dans les objectifs ordinaires), on calculera la distance focale principale φ du système, en faisant $p=\infty$, $q=p'$, $q'=\varphi$.

Si les deux verres sont écartés à la distance a, il faudra substituer $p=\infty$, $p'+a=q$, $q=\varphi$; et, en remplaçant la lettre p' par f, pour rappeler que p' est la distance focale principale du verre convergent, on aura

$$(3)\qquad \frac{1}{f-a}-\frac{1}{\varphi'}=(n'-1)Q,$$

avec

$$(4)\qquad \frac{1}{f}=(n-1)P.$$

L'écartement des verres doit rester dans des limites très-étroites (1 à 1 $\frac{1}{2}$ pour 100 de la distance focale totale, environ $0,02f$ à $0,03f$).

On peut écrire ainsi le terme

$$\frac{1}{f-a}=\frac{1}{f\left(1-\frac{a}{f}\right)}=\frac{1}{f}\left(1-\frac{a}{f}\right)^{-1}.$$

La formule (3) devient, après substitution de la valeur (4) de f,

$$(5)\qquad \frac{1}{\varphi'}=\left(1-\frac{a}{f}\right)^{-1}P(n-1)-Q(n'-1).$$

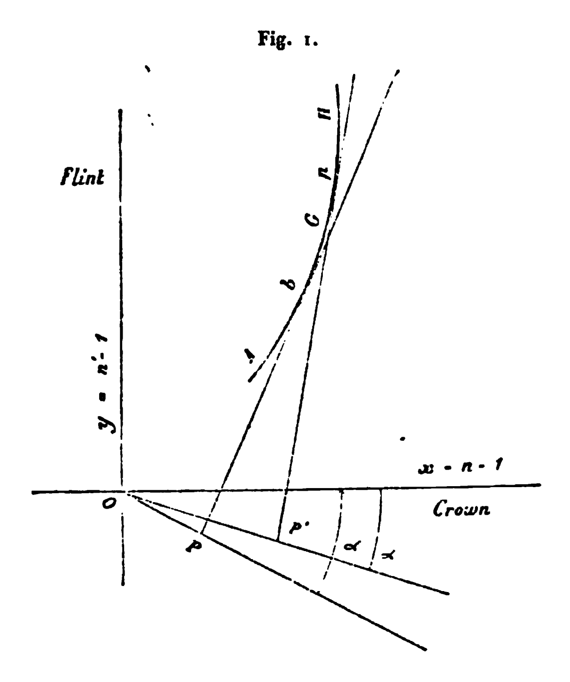
Pour interpréter cette équation d'une manière toute géométrique,

nous aurons recours à la considération d'une courbe qui joue un grand rôle dans la représentation graphique des conditions d'achromatisme, et que pour cette raison j'appellerai *courbe d'achromatisme*.

On l'obtient en construisant les points dont l'abscisse $x = n - 1$ et l'ordonnée $y = n' - 1$ ont respectivement pour valeurs les indices diminués de l'unité des deux verres, indices correspondant à la même couleur, ou mieux à la même raie.

Ainsi, les points A, b, G, H de la courbe ci-jointe (*fig.* 1) ont été formés en prenant pour abscisses les indices, moins l'unité,

Fig. 1.



du crown-glass correspondant aux raies A, b, G, H, et pour ordonnées les indices moins l'unité du flint-glass correspondant aux mêmes raies. La substitution des valeurs numériques montre qu'avec ces genres de verres la courbe tourne sa convexité vers l'axe des x (crown-glass), et que la direction moyenne de l'arc de courbe passe au-dessous de l'origine et qu'elle fait un angle d'environ 60 degrés avec l'axe des x.

La condition d'achromatisme, représentée par l'équation (5), est

que, pour toutes les valeurs correspondantes de x et de y, la variation de φ soit aussi petite que possible. Substituant

$$x = n - 1, \quad y = n' - 1,$$

il vient

$$\frac{1}{\varphi'} = \left(1 - \frac{a}{f}\right)^{-1} \mathrm{P}x - \mathrm{Q}y,$$

expression de la forme

$$x \cos\alpha - y \sin\alpha,$$

ce qui conduit, par identification, à

$$(6) \qquad \frac{\cos\alpha}{\left(1 - \frac{a}{f}\right)^{-1} \mathrm{P}} = \frac{\sin\alpha}{\mathrm{Q}} \quad \text{ou} \quad \operatorname{tang}\alpha = \frac{\mathrm{Q}}{\mathrm{P}}\left(1 - \frac{a}{f}\right).$$

On conclut, de cette identification, que l'inverse de la distance focale résultante φ' est proportionnelle à la projection du rayon vecteur de la *courbe d'achromatisme,* sur une droite faisant avec l'axe des x un angle égal à $-\alpha$. Géométriquement, la condition d'achromatisme devient celle-ci : déterminer la direction telle que la projection de l'arc de courbe, considérée dans toute l'étendue qui correspond aux indices des rayons utiles, soit minimum.

Il est évident que cette condition sera remplie, si l'on projette suivant la droite qui joint les deux extrémités de la courbe, ou même si l'on projette l'arc suivant la tangente au point correspondant à la raie b, qui, dans les rayons visibles, représente ce que symboliquement j'ai appelé le *centre de gravité* du spectre visible.

Pour l'achromatisme des rayons chimiques, la direction de la projetante est celle de la tangente en un point μ situé vers le milieu de l'intervalle GH. Comme la courbe est convexe, cette tangente fait un angle plus grand que le précédent avec l'axe des x : donc α doit diminuer.

L'équation (6) montre qu'en effet, pour diminuer α, il faut augmenter a. Donc l'écartement des verres transforme bien l'achromatisme des rayons visibles en achromatisme chimique. La règle expérimentale définie plus haut est donc démontrée.

Le raccourcissement correspondant du foyer est également évident; car la distance OP', inverse de φ', est plus grande que OP.

En résumé, étant donnée une lunette astronomique achromatique dont l'objectif est formé d'une lentille convergente de crown-glass et d'une lentille divergente de flint-glass, on la transformera en un objectif susceptible de donner des images photographiques d'une netteté aussi satisfaisante que possible, en écartant les deux lentilles d'une quantité dépendant de la nature de ces deux verres. Avec les verres usités en optique, un écartement de $1\frac{1}{2}$ pour 100 de la distance focale de l'objectif est suffisant, et le foyer chimique est très-voisin du foyer optique.

Quant aux aberrations produites par cet écartement des verres, je me suis assuré, par expérience, qu'ils sont entièrement négligeables. J'ai étudié à ce point de vue plusieurs lunettes de différents foyers, en particulier une excellente lunette de 100 millimètres d'ouverture et de $1^m,40$ de distance focale. Avec un écartement de 15 millimètres des deux verres, j'ai réussi à photographier une échelle divisée en millimètres, placée à 40 mètres de distance; les traits étaient parfaitement distincts; le rapport des pleins aux vides était bien reconnaissable et l'on pouvait au microscope mesurer avec un micromètre la trentième partie des intervalles. Un relevé micrométrique d'une épreuve très-soignée fait sur une plaque d'argent, d'après le procédé de Daguerre, m'a permis de constater que, sur toute l'étendue de l'échelle qui comprenait près de six cents traits et qui sous-tendait un angle de 45 minutes, il n'y avait aucune déformation systématique.

En résumé, la théorie et l'expérience montrent qu'un objectif bien achromatisé pour les rayons visibles peut être rendu achromatique au même degré pour les rayons chimiques, par un simple écartement des deux verres.

L'écartement le plus convenable doit être cherché par une série d'essais méthodiques : il ne dépasse pas en général $1\frac{1}{2}$ pour 100 de la distance focale principale primitive de l'objectif. On atteint aisément l'écartement qui correspond à une distance focale jouissant de la propriété précieuse de donner à la fois une image visible passable et une image photographique parfaite.

En terminant, je dirai que la méthode de transformation d'achromatisme est générale, et qu'elle peut s'appliquer à la solution de bien des questions de physique, d'astronomie et de micrographie.

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DE L'ESPACE COMPRIS ENTRE DEUX CYLINDRES;

PAR M. BLAVIER,
Inspecteur divisionnaire des lignes télégraphiques.

Lorsqu'on étudie (¹) la propagation de l'électricité dans un espace conducteur, on est conduit, en appliquant la loi élémentaire d'Ohm, et si l'on suppose l'état permanent établi, à l'équation différentielle

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2} = 0, \tag{1}$$

dans laquelle x, y et z sont les coordonnées d'un point quelconque dont la tension, ou le potentiel, est u. Son intégrale générale peut être donnée sous plusieurs formes; mais, lorsqu'on veut déterminer la valeur des constantes, on est, sauf dans quelques cas particuliers, arrêté par des difficultés insurmontables, et, par suite, il est presque toujours impossible de calculer la résistance qu'oppose à l'écoulement de l'électricité un espace conducteur compris entre deux surfaces maintenues à des tensions différentes.

Il est un cas où le calcul se fait facilement : c'est celui où les deux surfaces données sont deux cylindres à base circulaire assez longs pour qu'on puisse les considérer comme indéfinis. La propagation s'effectue alors normalement aux axes, et l'on peut se borner à envisager la transmission de l'électricité dans une plaque ou un plan d'épaisseur constante.

Ce cas est intéressant à examiner, parce que c'est celui qu'a choisi M. Gaugain dans les expériences qu'il a faites pour comparer les lois de la propagation de l'électricité à celles de la condensation (*Annales de Chimie et de Physique*, février 1862).

On considère les deux cylindres comme étant formés d'une matière très-conductrice, dont on peut négliger la résistance, tandis que l'espace qui les sépare est relativement beaucoup plus résistant.

L'équation différentielle de la propagation dans un plan se ré-

---

(¹) Cette étude a été faite, pour la première fois, par M. Kirchhoff (*Annales de Poggendorff*, 1845); *voir* les *Annales de Chimie et de Physique*, 1858, et les *Annales télégraphiques*, 1859.

duit à

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} = 0. \tag{2}$$

L'une des formes de l'intégrale générale est

$$u = M + A \log r + A' \log r' + A'' \log r'' + \ldots, \tag{3}$$

M, A, A', A'',... étant des constantes arbitraires, et r, r', r'',.. les distances d'un point quelconque, dont la tension est u, à un certain nombre de points fixes qu'on doit choisir convenablement.

Si l'on peut déterminer les constantes de façon à satisfaire aux conditions du problème, l'équation (3) donnera la valeur de u en tous les points du plan.

En faisant $u =$ const., on a une série de courbes pour lesquelles la tension est la même en chaque point, et qu'on nomme *courbes d'égale tension*. L'électricité se meut normalement à ces courbes.

Les conditions à remplir se rapportent aux électrodes et aux limites du plan.

Dans le cas que nous considérons, le plan est limité par deux circonférences excentriques ; le courant entre par l'une d'elles, et sort par l'autre. Ces deux circonférences sont maintenues à des tensions constantes par leur communication avec les deux pôles d'une source électrique ; chacune d'elles est une courbe d'égale tension.

On connaît à l'avance soit la valeur absolue des tensions U_1 et U_2 aux deux circonférences, soit la force électro-motrice et la composition du circuit extérieur à la plaque, en même temps que l'épaisseur et la conductibilité de cette dernière.

Soient

E la force électromotrice de la pile ;

L la résistance extérieure ;

λ celle de la plaque, limitée aux deux circonférences données ;

I l'intensité du courant.

On a

$$I = \frac{E}{L + \lambda} = \frac{U_2 + U_1}{\lambda},$$

$$\left\{ \begin{aligned} U_1 &= M + A \log r_1 + A' \log r'_1 + A'' \log r''_1 + \ldots, \\ U_2 &= M + A \log r_2 + A' \log r'_2 + A'' \log r''_2 + \ldots, \end{aligned} \right. \tag{4}$$

r_1, r'_1, r''_1,... étant les distances des origines des rayons vecteurs aux divers points de la courbe qui a pour tension U_1, et r'_2, r'_2, r''_2,... leurs distances aux points de la courbe qui a pour tension U_2.

Ces deux équations représentent deux circonférences, si l'on ne prend que les trois premiers termes, et si l'on fait $A' = -A_1$, ce qui donne

$$U_1 = M + A \log r_1 - A \log r'_1,$$
$$U_2 = M + A \log r_2 - A \log r'_2,$$

ou

$$(5) \qquad \begin{cases} U_1 = M + A \log \dfrac{r_1}{r'_1}, \\ U_2 = M + A \log \dfrac{r_2}{r'_2}. \end{cases}$$

En effet

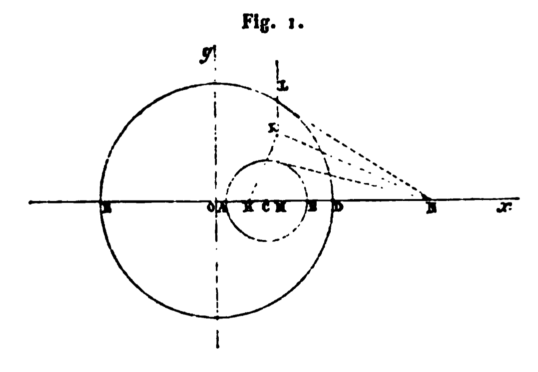
$$\frac{r_1}{r'_1} = C \quad \text{et} \quad \frac{r_2}{r'_2} = C'$$

sont les équations de deux circonférences qu'on peut rendre identiques avec celles qui sont données en choisissant convenablement les constantes C et C′ et les points d'où doivent partir les rayons vecteurs r_1 et r'_1, r_2 et r'_2.

On peut y arriver par de simples considérations géométriques; mais on parvient aussi rapidement au résultat en appliquant la méthode générale.

Soient O et C les centres des deux cercles donnés (*fig.* 1), dont les rayons sont R et ρ, et d leur excentricité OC.

Fig. 1.



Si l'on prend pour coordonnées la ligne des centres OCx, et une perpendiculaire à cette ligne, passant par le centre O, les équations

des deux circonférences seront

$$(6)\qquad \left\{\begin{aligned} x^2 + y^2 &= R^2, \\ (x-d)^2 + y^2 &= \rho^2. \end{aligned}\right.$$

Les deux points d'où doivent partir les rayons vecteurs sont évidemment situés sur la ligne des centres; soient M et N ces deux points, α et α' leurs distances du point O.

Les deux équations des courbes

$$\frac{r_1}{r'_1} = C \quad \text{et} \quad \frac{r_2}{r'_2} = C'$$

peuvent se mettre sous la forme

$$(7)\qquad \left\{\begin{aligned} \frac{(x-\alpha)^2 + y^2}{(x-\alpha')^2 + y^2} &= C^2, \\ \frac{(x-\alpha)^2 + y^2}{(x-\alpha')^2 + y^2} &= C'^2, \end{aligned}\right.$$

équations qu'il faut identifier aux deux précédentes, ce qui conduit aux quatre relations

$$\alpha - C^2\alpha' = 0,$$

$$\frac{C^2\alpha'^2 - \alpha^2}{1 - C^2} = R^2,$$

$$\frac{\alpha - C'^2\alpha'}{1 - C'^2} = d,$$

$$\frac{C'^2\alpha'^2 - \alpha^2}{1 - C'^2} = \rho^2 - d^2.$$

De ces quatre équations on tire

$$(8)\qquad \left\{\begin{aligned} C^2 &= \frac{\alpha}{\alpha'}, \\ C'^2 &= \frac{\alpha -}{\alpha - d}, \end{aligned}\right.$$

$$(9)\qquad \left\{\begin{aligned} \alpha\alpha' &= R^2, \\ (\alpha - d)(\alpha' - d) &= \rho^2. \end{aligned}\right.$$

Il résulte des deux dernières équations que l'un des points de départ des rayons vecteurs se trouve à l'intérieur du petit cercle, et l'autre à l'extérieur du grand.

Si les deux cercles étaient extérieurs l'un à l'autre, l'un des points serait situé à l'intérieur de l'un des cercles, et l'autre à l'intérieur de l'autre.

Des équations (8) et (9) on tire

$$\alpha^2 - \frac{R^2 + d^2 - \rho^2}{d}\alpha + R^2 = 0;$$

l'une des racines représente la valeur de α et l'autre celle de α' :

$$(11) \quad \alpha = \frac{R^2 + d^2 - \rho^2 - \sqrt{(R+\rho+d)(R+\rho-d)(R-\rho+d)(R-\rho-d)}}{2d},$$

$$(12) \quad \alpha' = \frac{R^2 + d^2 - \rho^2 + \sqrt{(R+\rho+d)(R+\rho-d)(R-\rho+d)(R-\rho-d)}}{2d};$$

C et C' sont donnés par les équations (8), dans lesquelles il suffit de remplacer α et α' par les valeurs ci-dessus.

La tension u aux divers points de la plaque est donc

$$(13) \quad u = M + A \log \frac{r}{r'}$$

ou

$$u = M + A \log \frac{\sqrt{(x-\alpha)^2 + y^2}}{\sqrt{(x-\alpha')^2 + y^2}},$$

dans laquelle M et A sont les seules inconnues.

Les courbes d'égale tension sont des circonférences données par l'équation

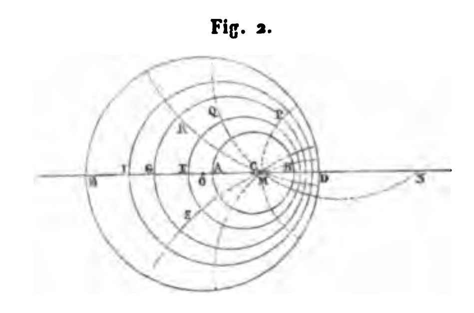
$$\frac{\sqrt{(x-\alpha)^2 + y^2}}{\sqrt{(x-\alpha')^2 + y^2}} = \text{const.}$$

Il est facile de trouver géométriquement leurs centres lorsque la position des points M et N a été déterminée.

Pour chacune de ces circonférences, le rayon est une moyenne proportionnelle entre les distances de son centre aux points M et N; si l'on élève en M une perpendiculaire ML à l'axe Ox et si, par le point N, on tire une ligne quelconque qui coupe en K la ligne ML, la normale KH à cette ligne donnera le centre H de la circonférence

qui passe par K. On obtient ainsi une série de circonférences d'égale tension F, G, I,... (*fig.* 2).

Fig. 2.



Les courbes qui représentent en chaque point la direction du flux électrique sont perpendiculaires aux courbes d'égale tension; dans le cas actuel, ces courbes sont une série de circonférences P, Q, R, S qui passent par les deux points M et N, et dont la ligne des centres ED fait actuellement partie.

Nous avons encore à déterminer, dans l'équation (13), la valeur des constantes M et A.

U_1 étant la tension aux divers points de la circonférence ED, pour laquelle on a $\frac{r_1}{r'_1} = C$, et U_2 la tension pour la circonférence intérieure, pour laquelle $\frac{r_2}{r'_2} = C'$, on a

$$(14) \qquad \begin{cases} U_1 = M + A \log C, \\ U_2 = M + A \log C', \end{cases}$$

$$U_2 - U_1 = A \log \frac{C'}{C},$$

et

$$(15) \qquad A = \frac{U_2 - U_1}{\log \frac{C'}{C}}.$$

Nous supposons que U_2 est plus grand que U_1 et, par conséquent, que le courant marche de la circonférence intérieure à la circonférence extérieure.

Ordinairement on ne connaît pas les tensions U_1 et U_2 ni même leur différence; mais on peut exprimer A en fonction de l'intensité du courant qui traverse la plaque.

L'intensité de ce courant I est la quantité d'électricité qui passe d'une circonférence à l'autre dans l'unité de temps.

Un élément quelconque de courbe ds est traversé par une quantité d'électricité dI qui a pour expression ([1])

$$dI = -K\delta\, ds \frac{du}{dN}; \tag{16}$$

K étant la conductibilité et δ l'épaisseur de la plaque, du est l'augmentation de la tension à une distance infiniment petite dN, comptée sur la normale. C'est l'expression élémentaire de la loi d'Ohm, lorsque l'électricité se meut normalement à l'élément; mais on démontre facilement que la même formule s'applique à un élément situé d'une manière quelconque. On a la quantité totale d'électricité ou l'intensité totale du courant qui traverse une courbe en prenant dans toute son étendue l'intégrale

$$I = -K\delta \int \frac{du}{dN} ds, \tag{17}$$

qui peut se mettre sous la forme ([2])

$$I = -K\delta \int \left(\frac{du}{dx} dy - \frac{du}{dy} dx\right). \tag{18}$$

Si l'on applique cette intégrale à l'un quelconque des termes de la valeur générale (3) de u,

$$u = A \log r = A \log \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2}.$$

([1]) Le flux électrique est considéré comme positif lorsque la valeur absolue de la tension va en diminuant. C'est pour cette raison que l'on donne le signe négatif à la valeur de dI.

([2]) On a, en effet,

$$\frac{du}{dN} = \frac{du}{dx}\frac{dx}{dN} + \frac{du}{dy}\frac{dy}{dN}.$$

Or

$$\frac{dx}{dN} = \cos Nx, \quad \frac{dy}{dN} = \sin Nx,$$

Nx étant l'angle de la normale avec l'axe des x, et comme $ds \cos Nx = dy$, $ds \sin Nx = -dx$, $\frac{du}{dN} ds$ devient $\frac{du}{dx} dy - \frac{du}{dy} dx$.

On trouve [1]

$$(19)\qquad \int\left(\frac{du}{dx}dy-\frac{du}{dy}dx\right)=\int \operatorname{arc\,tang}\frac{y-b}{x-a}=\int d(rx),$$

(rx) étant l'angle formé avec l'axe des x par les rayons vecteurs partant du point dont les coordonnées sont a et b.

Si la courbe est fermée et si l'origine des rayons vecteurs lui est extérieure, l'intégrale est nulle, puisque le rayon vecteur revient au point de départ en passant par les mêmes positions.

Si, au contraire, la courbe entoure le point d'où partent les rayons vecteurs, $\int d(rx)=2\pi$.

Dans le cas qui nous occupe, la valeur de u est

$$u=\mathrm{M}+\mathrm{A}\log r-\mathrm{A}\log r'.$$

Le centre des rayons vecteurs qui correspond à r est à l'intérieur du petit cercle, et celui qui correspond à r' à l'extérieur du grand; pour une courbe tracée entre les deux circonférences, l'intégrale correspondante $\mathrm{A}\log r$ sera 2π, et celle qui correspond à $\mathrm{A}\log r$ sera nulle.

La quantité totale d'électricité Q qui traverse la courbe, ou l'intensité du courant, est donc

$$\mathrm{I}=-2\pi\mathrm{K}\delta\mathrm{A},$$

ou, d'après l'équation (15),

$$(20)\qquad \mathrm{I}=-2\pi\mathrm{K}\delta\frac{\mathrm{U}_2-\mathrm{U}_1}{\log\frac{\mathrm{C}'}{\mathrm{C}}}.$$

En nommant λ la résistance du courant de la plaque,

$$\mathrm{I}=\frac{\mathrm{U}_2-\mathrm{U}_1}{\lambda}.$$

De ces deux valeurs de I on tire

$$(21)\qquad \begin{cases}\lambda=\dfrac{1}{2\pi\mathrm{K}\delta}\log\dfrac{\mathrm{C}}{\mathrm{C}'},\\[2ex] \lambda=\dfrac{1}{4\pi\mathrm{K}\delta}\log\dfrac{\mathrm{C}^2}{\mathrm{C}'^2},\end{cases}$$

---

[1] $$\frac{du}{dx}dy-\frac{du}{dy}dx=\frac{(x-a)dy-(y-b)dx}{(x-a)^2+(y-b)^2}=\frac{d\,\frac{y-b}{x-a}}{1+\left(\frac{y-b}{x-a}\right)^2}=d\left(\operatorname{arc\,tang}\frac{x-a}{y-b}\right).$$

et, en remplaçant C^2 et C'^2 par leurs valeurs [équations (8)],

$$\lambda = \frac{1}{4\pi K\delta} \log \frac{\alpha(\alpha' - d)}{\alpha'(\alpha - d)},$$

$$\lambda = \frac{1}{4\pi K\delta} \log \frac{R^2 - \alpha d}{R^2 - \alpha' d}.$$

Enfin, en substituant à la place de α et α' leurs valeurs (11) et (12), on trouve

$$(22)\quad \lambda = \frac{1}{4\pi K\delta} \log \frac{R^2 + r^2 - d^2 + \sqrt{(R+r+d)(R+r-d)(R-r+d)(R-r-d)}}{R^2 + r^2 - d^2 - \sqrt{(R+r+d)(R+r-d)(R-r+d)(R-r-d)}}.$$

Si les deux cylindres sont concentriques, $d = 0$, et λ devient

$$\lambda' = \frac{1}{2\pi K\delta} \log \frac{R}{r},$$

formule bien connue.

Quant à l'intensité du courant, elle a pour valeur, en nommant E la force électromotrice de la pile et L la résistance extérieure de la plaque,

$$I = \frac{E}{L + \lambda}.$$

C'est la valeur de λ que M. Gaugain a déterminée par l'expérience en remplissant d'une dissolution de sulfate de cuivre l'espace compris entre deux cylindres et en faisant varier l'excentricité.

Après avoir enlevé le sulfate de cuivre, M. Gaugain forma des deux cylindres un condensateur dont l'armature intérieure était en communication avec une source électromotrice, tandis que l'armature extérieure communiquait avec la terre.

La charge donnait la mesure de pouvoir condensant; il a été constaté que ce pouvoir suit la même loi que la conductibilité, c'est-à-dire que, en déplaçant les cylindres, la charge varie en raison inverse de la valeur de la résistance λ. Dans un prochain article, nous verrons qu'en appliquant l'analyse à l'hypothèse des deux fluides on pouvait prévoir ce résultat.

(*A suivre.*)

SUR UN NOUVEAU RHÉOSTAT;

Par M. CROVA.

Il est formé de deux fils de platine tendus parallèlement à l'axe d'un tube de verre AB, de 15 millimètres de diamètre intérieur environ. Ce tube porte à sa partie supérieure une partie cylindrique évasée AC dont la capacité est à peu près égale à celle du tube de verre AB. Un ballon D, de même capacité que le tube AB, est relié



par un caoutchouc au robinet de fer R fixé à la partie inférieure du tube; il est mobile le long d'une colonne métallique parallèle au tube, au moyen d'une vis fixée à un curseur mobile.

Les fils de platine sont fixés à leur extrémité supérieure, à deux pinces d'acier P qui se recourbent pour entrer dans le tube AB et sont supportées par le plateau de caoutchouc durci C. A leur partie

inférieure, ils traversent deux trous percés dans une lame d'acier fixée à l'intérieur de la monture B et sont arrêtés par de petites vis après avoir été convenablement tendus.

Afin de pouvoir vérifier l'état des fils et les changer au besoin, la monture B se fixe sur le robinet R au moyen d'un épaulement conique serré par un collier à gorge.

Le courant entre par la borne *m*, descend dans le fil de gauche, passe dans le mercure et remonte par le fil de droite pour sortir par la borne *n*. Une graduation gravée sur le tube AB donne immédiatement la longueur de fil parcourue par le courant.

Pour mesurer une résistance on élève le ballon D au sommet de sa course, de manière que les pinces d'acier plongent dans le mercure. On établit alors l'équilibre des circuits, le galvanomètre étant au zéro. On introduit dans l'un la résistance à mesurer, le rhéostat étant dans l'autre, et l'on abaisse le ballon D jusqu'à ce que le galvanomètre revienne au zéro. Le double de la longueur lue sur le tube représente le circuit du rhéostat.

Pour se servir à volonté d'un seul fil, et pour pouvoir les étudier séparément, on peut encore faire passer le courant entre l'une des deux bornes *m*, *n* et la borne *p* fixée à la monture inférieure. On peut ainsi s'assurer facilement si les deux fils ont même résistance, et au besoin dresser une table de leurs résistances en divers points de leur longueur.

Enfin on peut encore se servir du rhéostat en assemblant les deux fils en section. Le courant entre par les deux bornes *m*, *n* réunies par un conducteur de résistance négligeable, et sort par la borne inférieure *p*.

On peut se servir ainsi de trois combinaisons qui permettent de faire varier la sensibilité de l'instrument.

Avantages de ce rhéostat : 1° Les fils n'étant jamais touchés, leur résistance se maintient plus constante que dans les autres rhéostats.

2° La correction de la température se fait avec certitude. Pour cela, on remplit le réservoir AC de pétrole bien purifié, ou de tout autre liquide non conducteur, le mercure étant au sommet du tube A. Quand le niveau du mercure s'abaisse, les fils sont toujours baignés dans le liquide. Il est essentiel, cependant, de ne pas laisser les fils trop longtemps en contact avec le liquide, car il pourrait se

faire à leur surface des dépôts insolubles; pour cela, dès que la lecture de la résistance a été faite, on amène le mercure au sommet du tube, on ferme le robinet R, et l'on ramène le ballon au bas de sa course pour éviter que la pression du mercure ne fatigue le caoutchouc. Un thermomètre *r* donne la température des fils. Dans le cas où l'on n'emploierait que de très-faibles courants, on pourra quelquefois se dispenser de remplir le réservoir AC. Le thermomètre donnera très-sensiblement la température des fils.

Au moyen d'un étalon de résistance, on déterminera la valeur de la graduation en unités mercurielles ou en ohms. Dans mon rhéostat, qui a été construit en 1872 par M. Ducretet, le diamètre du fil de platine est de $0^{m},135$.

La valeur de 1 mètre de fil est, en unités mercurielles à zéro :

$5^{m},743$, les deux fils étant associés en section;
11,486, avec un fil pris isolément;
22,972, les deux fils étant associés en tension.

Le tube ayant 80 centimètres de longueur, on peut donc mesurer des résistances variant de zéro à 18 mètres. Je me sers d'une caisse de résistance dont les bobines les plus faibles (10 mètres) sont étalonnées avec le rhéostat. En associant au rhéostat les bobines étalonnées, on pourra, de proche en proche, étalonner toute la série des bobines et dresser une table de leur valeur à zéro, ce qui est généralement nécessaire.

L'emploi de la caisse de résistances et de ce rhéostat permet donc d'évaluer avec certitude des résistances aussi grandes que l'on voudra.

Je me proposais de ne faire connaître cet instrument qu'en publiant les résultats de mes recherches; mais un nouveau rhéostat, qui offre des points de ressemblance avec le mien, ayant été décrit tout récemment [1] par M. Müller, j'ai cru nécessaire de faire connaître mon instrument qui, par la certitude de ses indications, pourra, je l'espère, rendre d'utiles services.

---

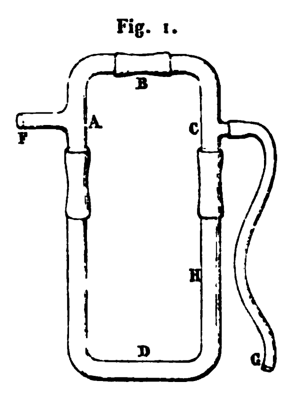
(1) Ueber ein neues Tangenten-Galvanometer und ein Rheochord. (MULLER, *Pogg. Ann.*, t. CL, p. 100; nov. 1873.)

Ad. SEEBECK. — Ueber Schallbewegung in gebogenen und verzweigtenRöhren (Sur la propagation du son dans les tuyaux recourbés et bifurqués); *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 129; 1873.

En 1866, M. Quincke, de Berlin, si connu par ses intéressantes recherches d'optique, donna la description (*Poggendorff's Annalen*, t. CXXVIII) de divers appareils destinés à faire voir le phénomène de l'interférence des sons; l'un d'eux avait la forme suivante :

Il se composait de deux tubes ABC et ADC (*fig.* 1) en forme de U, placés bout à bout et réunis par des caoutchoucs. En A et C sont sou-

Fig. 1.



dées deux tubulures latérales, dont l'une AF est destinée à amener le son dans le tube bifurqué, l'autre CG sert à l'audition. Quand la différence de longueur des deux tubes ABC et ADC est égale à $\frac{\lambda}{2}$, ou, en général, à $(2n+1)\frac{\lambda}{2}$ (λ étant la longueur d'onde du son employé), en C il y a interférence, et l'on n'entend presque plus le son produit en F, si l'on emploie un son pendulaire.

Depuis, M. König a modifié heureusement cet appareil; dans celui qu'il a imaginé et qui est décrit dans ce Journal, tome II, page 188, on peut faire varier d'une manière progressive la différence des longueurs des deux tubes, et en outre l'audition directe est remplacée par l'action de l'ébranlement communiqué au tube CG sur une flamme manométrique.

M. Ad. Seebeck, expérimentant avec ce tube de Quincke, constata que diverses circonstances accessoires avaient une certaine influence sur la réussite de l'expérience; souvent il se produisait un affaiblissement du son, même quand les deux tubes avaient la même longueur, en faisant varier seulement la longueur totale du système.

Il a examiné isolément les diverses causes qui pouvaient agir; il a d'abord cherché l'influence de la courbure des tubes ABC et ADC. Pour cela, il a fait vibrer l'air renfermé dans un gros tube de caoutchouc terminé par deux tubes de verre, dont l'un était fermé par un piston mobile, en se servant d'un diapason placé devant l'ouverture de l'autre tube; il déplaçait le piston jusqu'à ce que l'intensité du son perçu par une petite tubulure latérale placée près de l'ouverture fût un minimum; on recommençait en courbant plus ou moins le tube de caoutchouc, et la position du piston ne devait presque pas être modifiée pour maintenir ce minimum. M. Seebeck conclut de cette expérience qu'une courbure progressive n'a aucune influence sur le mode de vibration d'un tube cylindrique.

Il a pris ensuite deux tubes de verre, terminés à un bout par des sections, inclinées à 45 degrés sur l'axe du tube; on pouvait les réunir de manière à former un seul tube rectiligne, ou bien un tube coudé à angle droit; l'un des tubes étant ouvert et l'autre fermé par un piston mobile, il a reconnu que, suivant la forme donnée au tube, la longueur d'onde correspondant au même son n'était pas la même; mais il n'a pas cherché à analyser le mode de communication du mouvement vibratoire de l'air du premier tube à celui du tube perpendiculaire, ni l'influence particulière de la longueur de chaque tube partiel. M. Seebeck avoue, du reste, que ses recherches sur ce point sont incomplètes; il se propose peut-être d'y revenir dans un autre travail.

Arrivant au tube de Quincke, il reconnaît que la courbure ne peut avoir aucune influence; il établit alors la théorie de cet appareil de la manière suivante, qui ne paraît pas être très-satisfaisante. De A partent deux systèmes d'ondes dans deux directions opposées; ces deux systèmes se rejoignent en C avec une certaine différence de phase due à la différence des chemins parcourus; il en résulte, en général, une variation périodique de la densité en C,

qui donne naissance à l'ébranlement perçu par l'oreille; mais, admet M. Seebeck, chaque système d'onde poursuit son chemin dans les deux sens au delà de C, et y revient avec un certain affaiblissement après avoir parcouru le tube total CDABC ou CBADC, et ainsi de suite indéfiniment; de la sorte, la variation de densité en C serait due à la superposition d'un nombre infini de mouvements vibratoires, dont les amplitudes suivent une progression géométrique décroissante, et les phases diffèrent de l'une à l'autre de la longueur totale divisée par λ; l'auteur ne tient aucun compte de l'influence que pourraient avoir les bifurcations qui existent en A et en C.

Le calcul de sommation est analogue à celui que M. Quet a donné pour les tuyaux sonores rectilignes, quand on veut tenir compte des réflexions multiples aux extrémités.

Soient $a \sin 2\pi \frac{t}{T}$ la densité variable qui existe en C par suite de la première onde qui a parcouru ABC; ρ le coefficient d'affaiblissement après que l'onde a parcouru le circuit entier; d la différence de longueur entre ABC et ADC. La densité, due à la première onde qui a parcouru ADC, sera $b \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d}{\lambda}\right)$. Si S est, en outre, la longueur totale du circuit, on arrive à la formule, pour la densité due à la coexistence de tous les mouvements vibratoires,

$$A^2 = \frac{a^2 + b^2 + 2ab \cos 2\pi \frac{d}{\lambda}}{1 - 2\rho \cos 2\pi \frac{S}{\lambda} + \rho^2}.$$

A sera minimum et aura pour valeur $\frac{a-b}{1+\rho}$, si l'on a à la fois

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{2m+1}{2} \quad \text{et} \quad \frac{S}{\lambda} = \frac{2n+1}{2},$$

ou bien

$$d = \frac{(2m+1)\lambda}{2}, \quad S = \frac{(2n+1)\lambda}{2}.$$

Quand d a cette valeur, comme a et b sont sensiblement égaux, A est presque nul, quel que soit S, et par suite cette quantité n'a

pas d'influence sensible sur l'intensité du son perçu; il n'en sera plus de même si d est assez éloigné de la valeur qui produit l'interférence des sons, si, par exemple, $d = 0$.

M. Seebeck a fait quelques déterminations, qui ne présentent pas une grande netteté; car il est difficile, avec l'oreille seule, d'apprécier des variations peu considérables de l'intensité des sons perçus, dans des expériences successives. Il serait arrivé sans aucun doute à des résultats plus nets, s'il avait eu recours aux flammes manométriques de M. König; car il aurait pu mesurer directement l'amplitude du mouvement vibratoire communiqué à la flamme.

Il est du reste facile, je crois, d'établir plus simplement, sans aucun calcul et aussi rigoureusement, la théorie du double tube de Quincke; ce tube peut être en effet assimilé à un tube circulaire en négligeant les deux tubulures AF et CG, comme l'a fait, du reste, M. Seebeck; l'une, AF, par l'ébranlement de l'air qu'il renferme, et la réflexion qui se produit en A, doit avoir pour effet de produire en A des condensations et des dilatations successives; dans le tube circulaire ABCD, il doit donc y avoir en ce point un nœud, puisque de part et d'autre de A les mouvements vibratoires sont de sens contraires. La tubulure CG ne peut qu'avoir une faible influence, puisqu'elle est fermée par une membrane à son extrémité, soit celle du tympan, soit celle d'une capsule manométrique; admettons qu'elle n'existe pas. En H, situé à une distance égale à $\frac{S}{2}$, il y a forcément un autre nœud, puisque les deux ondes s'y rejoignent.

Si donc $\frac{S}{2} = k\frac{\lambda}{2}$, ou $S = k\lambda$, on aura comme deux tubes fermés à leurs extrémités, placés bout à bout, et le son produit en F sera renforcé par le tube agissant comme résonnateur; en plaçant la tubulure CG à un nœud, c'est-à-dire en H, si $S = \lambda$, le son perçu sera très-intense, puisque en H la variation de densité est maxima.

Si la tubulure C est placée en un autre point, le son perçu sera moins intense, et presque nul, si on la place à un ventre, à une distance de A égale à $\frac{\lambda}{4}$. Or, dans ce cas, un des tubes ABC $= \frac{\lambda}{4}$, et l'autre $\frac{3\lambda}{4}$. La différence des chemins parcourus est donc $\frac{\lambda}{2}$, ce qui explique d'une autre manière le phénomène de la non-perception du son; mais, en réalité, dans ce cas, il doit y avoir un ventre,

c'est-à-dire un mouvement vibratoire très-énergique devant le tube CG, mais perpendiculaire à sa direction, et sans variations de densités (¹).

Si, au contraire, $\frac{S}{2} = (2k + 1)\frac{\lambda}{4}$, ou bien $S = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$, le tube ne renforce pas le son produit en F, les ondes réfléchies en H, contre la paroi fictive qui y existe, étant en discordance avec les ondes réfléchies en A ; le mouvement y serait même complétement nul, s'il n'y avait aucune perte de force vive aux nœuds qui subsistent toujours forcément en A et en H. On n'entendra donc qu'un son faible, quelle que soit la place donnée à la tubulure C, même si d n'est pas égal à $\frac{\lambda}{2}$, résultat qui justifie complétement toutes les observations faites par M. Seebeck, et se trouve en conformité avec sa formule.

A. TERQUEM.

L. DUFOUR. — Recherches sur la réflexion de la chaleur solaire à la surface du lac Léman; *Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences naturelles*, n° 69, t. XII, 1873.

Ce travail intéresse tout à la fois la Physique pure et la Météorologie; mais nous nous attacherons surtout à la méthode et aux expériences qui ont mis en évidence le degré de précision qu'il comporte.

M. Dufour a employé les boules de Gasparin, qui permettent d'opérer rapidement en plein air, et de faire, en peu de temps, des observations successives à différentes stations. Des boules en laiton, de 10 centimètres de diamètre, pesant 90 grammes, donnent, ainsi que le montraient déjà les expériences de Gasparin, des résultats qui ne sont pas influencés d'une manière sensible par le vent et les nuages.

En un point, diamétralement opposé à l'ouverture par laquelle pénètre le thermomètre, est soudé un tube qui s'ajuste à l'extrémité convenablement taillée d'un piquet.

Les thermomètres sont divisés en cinquièmes de degré. Les boules

(¹) En réalité, l'interférence du son par l'appareil de M. Quincke ne serait qu'apparente, du moins dans ce cas, et l'expérience que l'on fait ainsi serait tout à fait analogue à celle qui consiste à déterminer la position des nœuds et des ventres dans les tuyaux rectilignes, surtout quand on a recours aux flammes manométriques de M. Kœnig.

sont recouvertes d'une couche aussi uniforme que possible au noir de fumée mat.

Une sphère A, protégée contre le rayonnement direct et la chaleur réfléchie, donne la température de l'air. Une deuxième B reçoit seulement la chaleur réfléchie par l'eau du lac. Une troisième C reçoit en outre la chaleur directe du Soleil.

Les trois sphères sont fixées sur une même ligne perpendiculaire à la direction du flux solaire, à une distance de 1 mètre à $1^m,20$ les unes des autres. Les piquets ont $1^m,80$ de hauteur.

En avant de la sphère B se trouve placé un piquet le long duquel glisse une planche carrée, de 40 centimètres de côté, qu'on peut incliner plus ou moins à l'horizon. On dispose cet écran de manière à intercepter la chaleur directe. Pour arrêter complétement le rayonnement de la planche, il suffit d'y ajuster une feuille de carton qui en est séparée par une distance de 1 centimètre.

Les thermomètres ont été comparés avant et après leur introduction dans les boules. Pour cette dernière comparaison, on a opéré successivement dans une chambre fermée, dans un laboratoire, et enfin à l'air libre, alors que l'air était calme et le ciel couvert.

Dans les deux premiers cas, les thermomètres, après correction convenable, ont tous donné la même température. Dans le dernier cas, les différences de température n'ont atteint qu'exceptionnellement, sous l'influence de l'agitation de l'air, la valeur de $0°,4$. L'accord s'est maintenu au soleil pour les deux boules B et C.

Les excès de température t' et t'' des deux boules B et C sur la boule A sont produits, le premier, par la réflexion du lac, le second par cette même réflexion, augmentée de la chaleur rayonnée directement par le Soleil.

En raison de l'accord observé entre les deux boules B et C et de la valeur peu considérable des excès t' et t'', on aurait pu, en appelant v' et v'' leurs vitesses de refroidissement, admettre la relation $\frac{v'}{v''} = \frac{t'}{t''}$. Dès lors, en désignant par S la chaleur fournie par le Soleil, par R la quantité de chaleur réfléchie par le lac, on aurait eu

$$\frac{R}{R+S} = \frac{t'}{t''},$$

ce qui aurait permis de déterminer le rapport $\frac{R}{S}$.

Mais M. Dufour a voulu pousser la précision plus loin, et il a étudié le refroidissement des deux boules dans des conditions aussi identiques que possible, c'est-à-dire, le même jour, dans la même installation, et alors que la température ambiante s'était conservée sans variation sensible. Les courbes représentant ces observations n'ont pas offert de différences appréciables.

Entre zéro et 15 degrés, les excès de température t_0 et t, à des époques o et x, ont pu être reliés l'un à l'autre, d'une manière satisfaisante, par la relation

$$t = t_0 A^{x(1-kx)}. \tag{1}$$

Les constantes A et k varient avec les circonstances ambiantes, l'agitation, la densité de l'air et avec la température initiale; mais, dans les mêmes circonstances, elles sont sensiblement les mêmes pour les deux boules.

La formule (1) permet de calculer la vitesse de refroidissement pour chaque excès de température observé. Les différentes valeurs ainsi obtenues s'accordent d'une manière remarquable avec la formule de Dulong et Petit :

$$v = m a^{\theta}(a^{t} - 1) + n p^{0,45} t^{1,33}, \tag{2}$$

dans laquelle on remplace θ par la température que donne A, m par 13,6, a par 1,0077, et n par 0,006. Les pressions auxquelles on a opéré étaient voisines de $0^m,720$.

La formule (2), calculée pour les trois valeurs de θ égales à 5, 15, 25 degrés, donne sensiblement le même rapport entre les vitesses correspondant à des températures t' et t'', comprises entre zéro et 15 degrés. Or, dans les différentes expériences de M. Dufour, les valeurs de θ étaient, en général, comprises entre 10 et 20 degrés, et celles de t ne dépassaient pas 15 degrés. La formule (2) a donc permis d'obtenir le rapport $\frac{v'}{v''} = \frac{R}{R+S}$.

A mesure que le Soleil s'approche de l'horizon, le rapport $\frac{R}{S}$, pour une station déterminée, augmente; et cependant la couche d'air traversée par les rayons réfléchis devient plus épaisse. Ainsi, le 5 octobre 1863, on a trouvé, pour le rapport $\frac{R}{S}$, les différentes valeurs :

0,02, 0,04, 0,03, 0,05, 0,12, 0,15, 0,26, 0,34, 0,39, 0,49,

les hauteurs du Soleil au-dessus de l'horizon étant

23°,52, 20°,52, 17°,09, 15°,35, 13°,14, 11°,38, 9°,12, 7°,14, 5°,46, 4°,18.

Les quantités réelles de chaleur réfléchie étaient dans le même rapport que les nombres

0,35, 0,53, 0,34, 0,54, 1,61, 2,38, 2,51, 2,76, 2,64.

L. Brion.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

(3e SÉRIE, TOME V; 1873.)

(SUITE.)

OGDEN N. ROOD. — Observations sur la durée et le caractère multiple des éclairs, p. 163.

M. Ogden Rood a étudié la lumière des éclairs en les regardant à travers une roue formée de secteurs alternativement pleins et vides, et animée d'une vitesse connue. Il en a déduit ce fait que certains éclairs, dont la durée paraît atteindre une seconde, sont en réalité formés d'un grand nombre d'étincelles successives, dont la durée peut varier, même pour celles qui constituent un même éclair, entre $\frac{1}{20}$ et $\frac{1}{1000}$ de seconde.

W.-A. NORTON. — Sur les théories dynamiques de la chaleur, p. 186.

En discutant les différentes hypothèses que l'on peut faire sur la constitution des corps et le mode d'action de la chaleur, l'auteur arrive à se figurer les corps comme formés d'atomes entourés d'une atmosphère d'éther. La chaleur, la lumière et l'électricité seraient alors des phénomènes de mouvement qui se passeraient dans ces atmosphères d'éther, sans que ce mouvement s'étendît aux atomes eux-mêmes.

HARVEY W. WILEY. — Sur un appareil automatique à filtrations, p. 350.

Cet appareil est formé de deux entonnoirs superposés avec flotteur dans l'entonnoir inférieur; ce flotteur commande un courant dont l'interruption détermine, au moyen d'un électro-aimant, l'ouverture de l'entonnoir supérieur formant réservoir. L'appareil doit parfaitement fonctionner, comme le dit l'auteur, mais me semble trop compliqué pour entrer dans la pratique.

CHAS. S. HASTINGS. — Comparaison des spectres du bord et du centre du Soleil, p. 369.

M. Hastings est parvenu à juxtaposer les spectres donnés par le bord et par le centre du Soleil. Pour cela, on couvre la moitié de la fente d'un téléspectroscope par un prisme à section de losange. L'image du centre du Soleil se forme sur la partie non couverte de la fente, et la partie recouverte reçoit l'image des bords. Cette image, après deux réflexions totales, est renvoyée dans la lunette parallèlement au faisceau direct. On a donc ainsi les deux spectres juxtaposés, ce qui facilite l'observation de leurs différences.

Les seules différences que l'auteur ait pu constater certainement entre ces deux spectres sont les suivantes : les raies b_1 et b_2 sont plus fines et plus nettes au bord qu'au centre. Il en est de même, mais à un degré moindre, des raies b_3, C, F et D. La raie du rouge (768,1, Kirchhoff) est fortement marquée au centre, mais disparaît complétement vers le bord. Deux raies au delà de F (1828,6 et 1830,7, Kirchhoff) sont, au contraire, beaucoup plus marquées au bord que vers le centre. Elles sont également beaucoup plus apparentes dans la pénombre des taches.

Ces faibles différences semblent prouver comme le veut M. Lockyer, que les raies d'absorption ont leur origine dans la photosphère, c'est-à-dire au-dessous de la couche qui absorbe le plus la lumière, et dont l'effet serait marqué aux bords, si c'était elle qui produisait les raies.

JOHN TROWBRIDGE. — Courants induits dans les circuits dérivés, p. 372.

L'auteur montre qu'en général les courants induits ne se partagent pas entre différentes dérivations suivant les lois ordinaires ; mais le désaccord entre l'expérience et la théorie est peu marqué, quand la résistance extérieure au galvanomètre placé en dérivation est grande par rapport à celle de l'autre galvanomètre.

F.-H. BIGELOW. — Méthode pour mesurer les courants induits, p. 374.

On dispose un pont de Wheatstone dans lequel une des résistances est une bobine induite ; l'équilibre ayant été établi est détruit quand on fait passer un courant dans la bobine inductrice. On mesure alors la résistance qu'il faut ajouter pour ramener l'équilibre. On en déduit facilement l'intensité du courant induit.

HODGES. — Méthode pour mesurer la résistance d'une pile, p. 375.

Cette méthode n'est qu'une modification de celle de Mance (*Philos. Mag.*, 1871).

C.-A. YOUNG. — Sur la substitution des réseaux aux prismes dans les spectroscopes solaires, p. 472.

Les réseaux donnant un spectre dans lequel le rouge est plus dilaté qu'avec les prismes, l'auteur pense que les réseaux offriraient, pour l'étude des raies brillantes du spectre, un certain avantage sur les prismes. Il a lui-même essayé avec succès un réseau de Rutherfurd, sur le métal des miroirs renfermant 6480 traits par pouce ($25^{mm},4$).

A. ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Poggendorff.

Tome CL. — N° 12. — Année 1873.

W. VELTMANN. — *Propagation de la lumière dans les milieux en mouvement*, p. 497.

W. BEETZ. — *Rôle des peroxydes dans les piles voltaïques*, p. 535.

CARSTAEDT. — *Diminution de l'intensité de la lumière en raison inverse du carré de la distance*, p. 551.

M. KRASS et H. LANDOIS. — *Recherches expérimentales sur quelques sons (schrilltöne) et applications au chant des insectes*, p. 565.

E. BUDDE. — *Notices météorologiques*, p. 576.

M. v. JACOBI. — *Notice sur l'emploi des batteries secondaires ou de polarisation pour les moteurs électromagnétiques*, p. 583.

A. WINKELMANN. — *Sur la chaleur produite par le mélange des liquides et sur la chaleur spécifique du mélange*, p. 592.

H. BAUMHAUER. — *Nouvelles communications sur les faces obtenues par corrosion des cristaux*, p. 619.

H. HERWIG. — *Remarques sur le Mémoire de M. Edlung, relatif à la nature de l'électricité*, p. 623.

E. MACH. — *Des anneaux de Stefan et de quelques phénomènes d'interférence analogues*, p. 625.

H. EMSMANN. — *Spectroscope à vision directe avec un seul prisme*, p. 636.

O. LOHSE. — *Spectre de la lumière de la poudre-coton*, p. 641.

TH. HÜBENER. — *Sur une propriété de l'acide silicique cristallisé*, p. 643.

S. BOTTONE. — *Relation entre le poids atomique, le poids spécifique et la dureté des métaux*, p. 644.

R. CLAUSIUS. — *Remarques sur un Mémoire de M. Avenarius, relativement au courant thermo-électrique*, p. 645.

NOTE SUR UN NOUVEAU CHRONOGRAPHE;

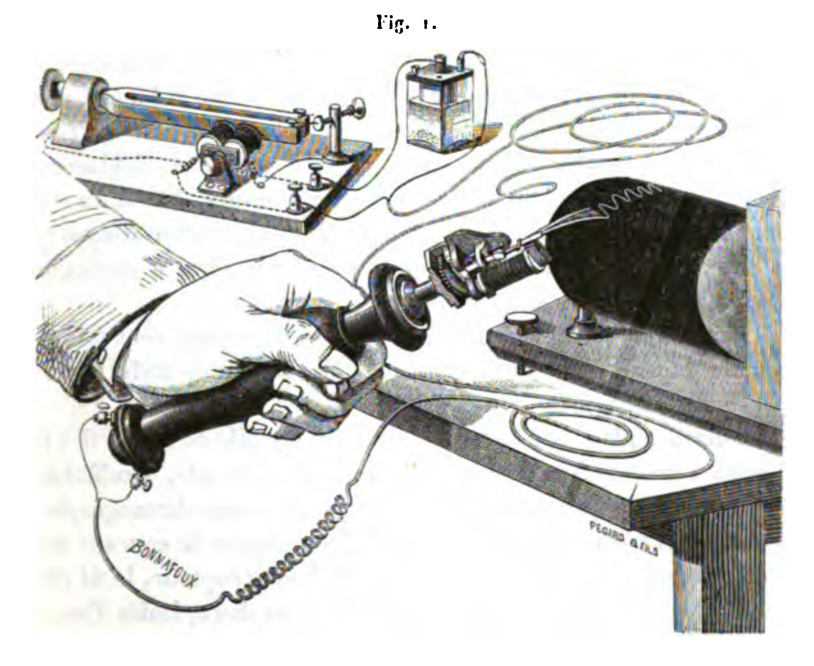
PAR M. E. MAREY.

(Société de Physique; séance du 23 janvier 1874.)

Duhamel, en imaginant l'emploi du diapason inscripteur pour mesurer les intervalles de temps de courte durée, a ouvert une voie nouvelle à la Physique, à la Physiologie, à la Balistique, etc. On peut, au moyen de cette admirable méthode, estimer des durées qui n'excèdent pas $\frac{1}{25000}$ de seconde.

Plus tard, MM. Lissajous, Helmholtz, Regnault ont réussi à entretenir électriquement les vibrations du diapason et à recueillir des traces chronographiques d'une durée illimitée; tout récemment enfin, M. Mercadier a réduit à une grande simplicité le diapason

Fig. 1.



chronographe entretenu par un courant électrique. Il semblait que cette méthode de Duhamel fût arrivée à son dernier perfectionnement; cependant, quand on emploie la méthode graphique à la

détermination de plusieurs actes simultanés, on se trouve souvent fort embarrassé pour se servir du diapason chronographe, que son volume considérable rend fort incommode lorsqu'il faut, dans une même expérience, rassembler, aussi près que possible les unes des autres, plusieurs pointes écrivantes.

Ces raisons m'ont engagé à construire un chronographe aussi maniable que possible, et j'ai adopté la disposition représentée dans la *fig.* 1.

On voit, dans cette figure, le chronographe tenu à la main, tandis que le style vibre et trace sur un cylindre enfumé. La partie essentielle de l'instrument n'a pas plus de 6 centimètres de long sur $2\frac{1}{2}$ de largeur; le manche dont la figure permet de fixer les dimensions peut être réduit autant que l'exigeraient les besoins spéciaux de l'expérimentateur.

Trois parties distinctes constituent l'appareil : une pile, un diapason interrupteur et le chronographe. Cette dernière partie que j'ai seule à décrire consiste en un style effilé, fixé à l'extrémité d'une lame d'acier et muni d'une petite masse de fer doux. Si le style est destiné à inscrire le centième de seconde, il faut que la lame d'acier qui le porte ait une longueur déterminée. A cet effet, la lame est saisie dans un étau mobile qu'une vis de réglage permet de déplacer de manière à changer la longueur de la partie vibrante. A côté du style armé d'une petite masse de fer doux est un petit électro-aimant qui en entretient les vibrations en produisant une série d'attractions renouvelées cent fois par seconde.

Il faut donc qu'un courant électrique soit envoyé cent fois par seconde dans le petit électro-aimant qui agit sur le style; c'est à cela qu'est employé le diapason interrupteur.

Au dernier plan, sur la figure, on voit une pile dont l'un des fils se rend à un diapason de cent vibrations par seconde, semblable à ceux que M. Mercadier emploie directement comme chronographes. Ce diapason n'a ici d'autre rôle que d'interrompre le courant dans le circuit de la pile. Après avoir traversé l'interrupteur, le fil électrique s'accole à l'autre fil de la pile et tous deux, isolés l'un de l'autre, cheminent dans un câble flexible, pénètrent dans le manche du chronographe et se terminent chacun dans l'un des bouts de la bobine électromagnétique, dont l'action entretient les vibrations du style écrivant.

Si l'appareil est réglé de façon que le style du chronographe ait des vibrations propres de même nombre que celles du diapason, aussitôt que le circuit de la pile est fermé, on voit le style du chronographe vibrer à l'unisson; mais si le style du chronographe n'est pas soigneusement accordé pour le nombre de vibrations que le diapason exécute, celui-ci vibre seul. Il suffit alors d'un léger tâtonnement pour amener, au moyen de la vis de réglage, le style au nombre voulu de vibrations; aussitôt on le voit entrer en mouvement, et ses vibrations durent tant que la pile conserve une énergie suffisante, c'est-à-dire indéfiniment.

Un même chronographe peut donner à volonté différents nombres de vibrations par seconde; il faut alors prendre, comme interrupteurs, des diapasons du nombre que l'on veut obtenir, et régler le chronographe à l'unisson de l'interrupteur employé.

Enfin on peut, avec un même interrupteur, donner au chronographe des nombres de vibrations qui varient du simple au double. Ainsi, avec un diapason de 100, on peut faire vibrer le chronographe deux cents fois par seconde; il suffit, pour cela, d'accorder le style à l'octave aiguë du diapason.

Le chronographe m'a permis d'exécuter certaines expériences où l'emploi direct du diapason eût été impossible. Grâce à la longueur du câble qui relie l'appareil à la pile et à l'interrupteur, on peut reléguer aussi loin qu'on veut ces pièces volumineuses, tandis que le style effilé du chronographe trouve aisément à s'insinuer au milieu des différents appareils qui doivent, avec lui, tracer sur le même cylindre. Enfin, dans certains cas, où il s'agissait de mesurer des vitesses, j'ai pu imprimer au chronographe des mouvements rapides et le faire tracer sur des surfaces immobiles. Ce genre d'expérience eût été absolument irréalisable avec l'emploi direct du diapason.

SUR LA TREMPE DES VERRES;

PAR M. MASCART.

(Société de Physique; séance du 13 mars 1874.)

L'étude de la trempe et de l'homogénéité des verres présente un intérêt scientifique quand il s'agit de choisir une matière pour

la construction d'un objectif, et surtout pour la construction des appareils interférentiels. D'un autre côté, il peut être utile dans l'industrie d'avoir un procédé rapide pour constater le degré de trempe des verres, afin d'éviter les cas de rupture spontanée qui se présentent quelquefois, même dans les grandes glaces.

On peut sans doute tailler des faces à peu près parallèles dans différentes directions et examiner le verre avec un analyseur et un polariseur; mais cette méthode est longue et ne peut être appliquée que dans des cas très-particuliers. Lorsque mon attention a été appelée sur ce sujet, je me suis rappelé une belle expérience que j'avais vue dans le laboratoire de M. Coulier. Une baguette de verre tordue en tire-bouchon était plongée dans de l'acide phénique rendu liquide par une petite quantité d'eau. La baguette était presque invisible dans le liquide par transparence directe; on l'apercevait bien par un éclairage latéral, surtout à cause des fils et des défauts d'homogénéité du verre. Si un bloc de verre de forme quelconque et bien homogène était ainsi immergé dans un liquide ayant exactement la même réfrangibilité et la même dispersion, le verre disparaîtrait absolument. Ce phénomène a déjà été observé pour certains sels qui ont les mêmes propriétés optiques que les eaux mères dans lesquelles ils cristallisent. L'identité des propriétés optiques est à peu près réalisée pour le verre ordinaire et l'acide phénique; on voit seulement, sur les contours de l'objet immergé, une faible irisation qui tient aux spectres secondaires dus à la différence des dispersions.

Si l'on veut maintenant étudier le verre d'une coulée de glaces, on en découpe un morceau que l'on plonge dans une cuve de verre, à faces parallèles, collées à la gomme et renfermant de l'acide phénique hydraté. En examinant la glace par la tranche on distingue immédiatement tous les fils qu'elle renferme. Pour observer la trempe, il suffit de polariser la lumière incidente à 45 degrés de la lame et d'armer l'œil d'un analyseur.

Si, l'analyseur étant orienté de manière à éteindre la lumière incidente, on interpose la cuve, on voit deux bandes noires parallèles à la surface de la lame et à peu près à égale distance du centre et des bords. Il y a donc dans toute glace coulée et recuite par les procédés industriels deux couches dont la double réfraction et, par conséquent, la trempe sont nulles. Tout étant symétrique par rapport

à la normale, la double réfraction des autres régions est évidemment comparable à celle d'un cristal à un axe dont l'axe de cristallisation coïnciderait avec la normale à la lame. Si l'on place entre la cuve et l'analyseur une lame de spath d'Islande perpendiculaire à l'axe et qu'on incline cette lame autour d'une normale à la glace, on voit les deux bandes noires se rapprocher du milieu. Il résulte de là que la double réfraction du verre étudié est négative dans la zone comprise entre les couches neutres et positive dans les deux zones extérieures.

On peut évaluer le degré de trempe en déterminant l'épaisseur de quartz nécessaire pour annuler la double réfraction. Plaçons, par exemple, entre l'analyseur et la cuve un compensateur à teintes plates, et supposons que ce compensateur soit au zéro, c'est-à-dire ne produise pas de différence de marche, lorsque la plaque mobile est au milieu de sa course. Dans ces conditions, les bandes noires ne sont pas déplacées; mais, si l'on fait glisser dans un sens ou dans l'autre la plaque mobile du compensateur, on voit les bandes noires marcher vers le milieu ou vers les bords de la glace. Si le compensateur est gradué, on obtient ainsi la différence de marche due à la trempe. L'expérience indique que les différences de marche produites par le milieu ou par les bords sont à peu près égales et de signes contraires, de sorte que la somme algébrique des doubles réfractions d'une pareille glace est sensiblement nulle. Une bonne glace de commerce, de 10 à 13 millimètres d'épaisseur, donne ainsi, pour une longueur de 20 centimètres, une différence de marche qui varie entre $\frac{1}{3}$ à $\frac{1}{2}$ longueur d'onde. Si la trempe dépasse cette valeur et surtout si elle est irrégulière, le verre est médiocre et risque de se briser dans le travail du polissage. Le verre est tout à fait mauvais quand la différence de marche atteint une longueur d'onde.

Pour donner une idée de l'état moléculaire des verres trempés, il est bon de comparer la double réfraction ainsi produite avec celle que l'on obtient par les actions mécaniques.

Brewster a reconnu depuis longtemps que le verre comprimé acquiert une double réfraction négative. Le milieu d'une glace est donc dans un état analogue à celui que produirait une compression normale ou une dilatation parallèle aux faces; les couches superficielles sont au contraire comparables à une lame de verre soumise à une traction normale à sa surface. D'autre part, Wertheim a

montré que la différence de marche produite par la pression ou la traction est proportionnelle à l'effort exercé dans les limites où le verre peut résister sans écrasement. Il résulte de là que, pour une lame taillée en parallélépipède rectangle et comprimée sur deux faces opposées, la différence de marche due à une pression déterminée est indépendante de la longueur de cette lame, c'est-à-dire du chemin parcouru par le rayon lumineux, et en raison inverse de sa largeur : c'est ce que Wertheim a vérifié par de nombreuses expériences. Il a trouvé ainsi qu'avec le verre à glaces il faut une pression de 165 kilogrammes pour produire une différence de marche d'une longueur d'onde, pour une largeur de 1 centimètre; si l'on suppose que cette lame ait 20 centimètres de longueur, comme celles dont j'ai parlé plus haut, cela correspondrait à une pression de $8^{kg},25$ par centimètre carré, c'est-à-dire d'environ 8 atmosphères. Comme les glaces du commerce donnent une différence de marche environ moitié moindre, il en résulte que la couche centrale et les couches superficielles d'une pareille glace sont dans un état analogue à celui que produiraient une compression centrale et une dilatation superficielle de 4 atmosphères.

Les larmes bataviques, qui sont un cas tout à fait excessif de trempe du verre, donnent des résultats bien plus remarquables. Une larme de 5 millimètres de diamètre environ, observée dans l'acide phénique, montre cinq ou six franges d'un grand éclat; c'est une expérience très-facile à répéter, et la projection de ces courbes colorées avec la lumière de la lampe de Drummond est l'un des plus beaux phénomènes de la polarisation chromatique. La structure d'une larme batavique est complexe; mais, si l'on suppose la goutte parfaitement cylindrique, il est clair que la distribution des pressions dans l'étendue d'une section normale sera déterminée par une série de cercles concentriques. La différence de marche éprouvée par les deux composantes d'un rayon polarisé que parcourt une corde de cette section sera la somme algébrique des effets produits par les différentes couches séparément, et, en examinant le phénomène depuis le bord jusqu'au centre, on peut calculer le détail des actions en chaque point; mais, sans faire aucun calcul, on peut dire qu'une larme batavique est dans un état comparable à celui d'une plaque de verre de même longueur qui donnerait la même différence de marche. Or la pression nécessaire pour pro-

duire une différence de marche de cinq longueurs d'onde serait de 825 kilogrammes, et si l'on suppose seulement une longueur de 5 millimètres, la pression par centimètre carré sera de 1650 kilogrammes. L'état moléculaire d'une larme batavique est donc analogue à celui que produirait sur une lame de verre une pression d'environ 1600 atmosphères.

Enfin, si l'on veut étudier des verres plus réfringents, tels que le cristal du commerce ou les flints d'optique, l'acide phénique ne convient plus; on aura recours alors à un mélange de sulfure de carbone avec de l'alcool ou de la benzine. Le liquide ainsi obtenu n'a pas en général la même dispersion que le verre; on aperçoit alors des colorations très-vives dues à des spectres secondaires, mais ces couleurs ne gênent guère pour l'observation que l'on a en vue.

PRINCIPES DE THERMOCHIMIE;

PAR M. BERTHELOT.

Les dégagements de chaleur, qui se produisent dans les actions chimiques, forment une nouvelle branche de la Science qui est commune à deux sciences voisines, la Physique et la Chimie. De l'ensemble des faits observés on a pu déduire certaines lois qui, étant intimement liées aux principes généraux de la Mécanique, intéressent principalement les physiciens: ce sont elles que je me propose de faire connaître ici.

On admet aujourd'hui qu'au moment de la combinaison chimique il y a précipitation des molécules les unes sur les autres avec une grande vitesse : de là résulte un dégagement de chaleur comparable à celui qui a lieu au moment du choc de deux masses sensibles, par exemple d'un marteau sur une enclume. En général, la chaleur dégagée pendant les actions chimiques peut être attribuée aux pertes de force vive, aux transformations de mouvement, enfin aux changements relatifs qui ont lieu au moment où les molécules hétérogènes se précipitent les unes sur les autres pour former des composés nouveaux.

Cela posé, appliquons aux travaux moléculaires accomplis dans

les phénomènes chimiques les relations générales qui existent, d'après les théories mécaniques nouvelles, entre la chaleur disparue et le travail produit, et nous serons conduits à une suite de conséquences qui constituent les théorèmes fondamentaux de la Thermochimie.

I. — Premier principe de Thermochimie.

Énoncé. — La quantité de chaleur dégagée dans une réaction quelconque mesure la somme des travaux chimiques ou physiques accomplis dans cette réaction.

En effet, elle est précisément égale à la somme des travaux qu'il faudrait accomplir pour séparer les corps après leur réaction et les rétablir dans leur état primitif.

Exemples. — Voici divers exemples. Soient le chlore et l'hydrogène : $35^{gr},5$ du premier gaz s'unissent avec 1 gramme du second, pour former l'acide chlorhydrique, en dégageant 22 calories ; le composé occupe d'ailleurs le même volume que ses composants. Dans cette circonstance le travail physique est nul et le travail chimique est représenté par $22,0 \times E$, E étant l'équivalent mécanique de la chaleur.

Soient encore l'oxygène et l'hydrogène : 8 grammes du premier gaz s'unissent avec 1 gramme du second pour former de l'eau. A la température ordinaire, la chaleur dégagée est représentée par $34^{cal},5$; mais cette quantité n'exprime pas uniquement le travail chimique; elle représente aussi des travaux physiques. En effet, après la combinaison, les corps ont changé d'état : l'hydrogène et l'oxygène étaient gazeux, l'eau est liquide. La chaleur dégagée comprend donc le travail correspondant à la vaporisation de l'eau. Si l'on défalque la chaleur dégagée dans la transformation physique de la vapeur d'eau en liquide, la chaleur développée par la formation de l'eau gazeuse se réduit à $29^{cal},5$ à zéro, sous une pression de 5 millimètres.

Mais cette quantité elle-même varie avec la température, quoique plus faiblement : à 100 degrés, elle devient égale à 29,3 ; à 200 degrés à 29,4 sous la pression atmosphérique. Ces variations sont dues principalement au travail physique de la pression extérieure, lequel n'est pas le même sur le gaz aqueux que sur l'hydrogène et

l'oxygène qui le composent, à cause du changement survenu dans le volume des gaz combinés : on sait, en effet, que 2 volumes d'hydrogène et 1 volume d'oxygène forment seulement 2 volumes de vapeur d'eau.

Enfin, si l'on opérait l'union de l'hydrogène et de l'oxygène à zéro, l'eau devenant solide, la chaleur dégagée s'élèverait à + 35,2, parce qu'elle serait accrue en raison du travail physique qui répond à la solidification de l'eau.

Ces détails nous ont paru nécessaires pour bien préciser les causes du dégagement de chaleur produit dans les actions chimiques.

En général, la *chaleur de combinaison atomique,* laquelle exprime le travail réel des forces chimiques, doit être, ainsi que je l'ai montré dans mes Mémoires, rapportée à la réaction des gaz parfaits opérée à volume constant, c'est-à-dire que les composants et les composés doivent tous être amenés à l'état de gaz parfaits et réagir dans un espace invariable.

A défaut de ces conditions qu'il est rarement possible de réaliser, j'ai proposé également de rapporter les réactions à l'état solide de tous les corps réagissants, comme on le fait déjà pour les chaleurs spécifiques, d'après la loi de Dulong. Dans cet état, l'influence de la pression extérieure et celle des changements de température sont devenues peu sensibles ; par suite tous les corps sont plus comparables que dans les autres états : soit, par exemple, la formation du sulfate de potasse au moyen de l'acide et de la base hydratés

$$SO^4H + KHO^2 = SO^4K + H^2O^2.$$

Quatre corps interviennent ici, et l'on peut faire agir chacun d'eux sous trois états : l'état solide, l'état fondu et l'état dissous ; la chaleur dégagée varie suivant chacune de ces circonstances. Si l'on suppose les quatre corps solides, la chaleur dégagée s'élève à $+ 40^{cal},6$. S'ils sont tous les quatre dissous dans une grande quantité d'eau, elle est égale à + 15,7 seulement. La différence entre ces deux nombres montre combien est grande l'influence exercée par la dissolution et par les états divers des corps réagissants.

Cependant il est rare que l'on puisse faire agir directement les uns sur les autres les corps pris tous dans le même état, de façon à obtenir de nouveaux corps qui conservent cet état commun. De là

la nécessité d'une méthode qui permette de calculer les réactions théoriques, à l'aide des données empruntées aux expériences réelles. C'est le second principe, celui de l'*équivalence calorifique des transformations chimiques*.

II. — Deuxième principe. — Équivalence calorifique des transformations chimiques.

Énoncé. — Si un système de corps simples ou composés, pris dans des conditions déterminées, éprouve des changements physiques ou chimiques capables de l'amener à un nouvel état, sans donner lieu à aucun effet mécanique extérieur au système, la quantité de chaleur dégagée ou absorbée par l'effet de ces changements dépend uniquement de l'état initial et de l'état final du système. Elle est la même, quelles que soient la nature et la suite des états intermédiaires.

Exemples. — Ainsi nous pouvons déterminer la transformation du carbone et de l'oxygène en acide carbonique par deux voies différentes : soit, en opérant directement,

$$C + O^2 = CO^2,$$

ce qui dégage 47 calories pour 6 grammes de carbone et 16 grammes d'oxygène ; ou bien, en formant d'abord de l'oxyde de carbone,

$$C + O = CO,$$

ce qui dégage $+ 34^{cal},5$; puis, en changeant l'oxyde de carbone en acide carbonique,

$$CO + O = CO^2,$$

ce qui dégage $+ 12^{cal},5$. La somme des nombres $34,5 + 12,5$ est égale à $47,0$.

Le principe, presque évident dans l'exemple précédent, a été vérifié en Thermochimie depuis trente ans par une multitude d'expériences très-diverses. Mais il peut être aussi démontré *a priori* en s'appuyant sur le premier principe. En effet, si les quantités de chaleur dégagées dans les réactions d'un système de corps qui a subi une métamorphose chimique représentent la somme des travaux qu'il faudrait accomplir pour ramener le système, en sens in-

verse, à ses conditions initiales, nous pourrons appliquer à un pareil système les principes généraux de la Mécanique et notamment celui des forces vives, d'après lequel la somme des travaux accomplis dans une transformation quelconque d'un système dépend uniquement de l'état initial et de l'état final, quelle que soit la route suivie dans l'intervalle.

Voici quelques-unes des conséquences les plus générales et les plus utiles dans les applications du principe de l'équivalence calorifique des transformations chimiques.

Première conséquence. — La chaleur absorbée pendant la décomposition d'un corps est précisément égale à la chaleur dégagée lors de la formation du même composé, pourvu que l'état initial et l'état final soient identiques. Par exemple, l'acide carbonique est décomposé dans les végétaux, sous l'influence de la lumière, en oxygène et en carbone, en mettant en liberté 22 grammes d'oxygène et 6 grammes de carbone. Cette décomposition absorbera nécessairement + 47 calories, la même quantité de chaleur qui a été dégagée dans la combinaison du carbone et de l'oxygène. Cette relation générale a été signalée dès 1780 par Laplace et Lavoisier, et employée depuis 1840 par Hess, Favre, Silbermann, Andrews, bref par tous les savants qui se sont occupés de Thermochimie.

Deuxième conséquence. — La quantité de chaleur dégagée dans une suite de transformations physiques et chimiques accomplies simultanément est la somme des quantités dégagées dans chaque transformation isolée (tous les corps étant ramenés à des états physiques absolument identiques). Par exemple, l'acide azotique, anhydre et gazeux AzO^5 (soit 54 grammes), en agissant sur une grande quantité d'eau, dégage $+ 14^{cal},9$. Cette quantité, trouvée directement, est la somme des quantités dégagées par les transformations suivantes :

Liquéfaction de l'acide anhydre...........	+ 2,4
Solidification de l'acide liquide...........	+ 4,1
Union de l'acide anhydre solide avec 1 équivalent d'eau pour former l'acide monohydraté	+ 1,25
Dissolution de l'acide monohydraté dans une grande quantité d'eau..................	+ 7,15
Somme....	+ 14,90

C'est à l'aide de ce théorème que l'on peut calculer la chaleur dégagée dans la formation des sels solides, par exemple du sulfate de potasse, au moyen de l'acide sulfurique cristallisé et de l'hydrate de potasse, ce qui dégage + 39,2 (l'eau étant liquide)

$$SO^3HO + KOHO = SO^3KO + H^2O^2;$$

ou bien encore la formation du sulfate de baryte au moyen de l'acide et de la base anhydre, laquelle dégage + 51,0. Ces quantités ne peuvent être mesurées directement, à cause de la violence des réactions et de la difficulté de les compléter; mais on les mesure aisément, en dissolvant au préalable chacun des corps dans l'eau séparément.

Troisième conséquence. — Si l'on opère deux séries de transformations en partant de deux états initiaux distincts pour aboutir au même état final, la différence entre les quantités de chaleur dégagée dans les deux cas sera précisément la quantité de chaleur dégagée (ou absorbée) lorsqu'on passe de l'un des états initiaux à l'autre.

On arrive à une conclusion analogue lorsque les deux états initiaux sont identiques, les deux états finaux n'étant pas les mêmes.

Par exemple, la chaleur dégagée dans la combinaison du carbone de l'hydrogène et de l'oxygène pour former les divers composés organiques nè peut pas être mesurée directement, et l'on a désespéré pendant longtemps de pouvoir la connaître; mais j'ai montré qu'il est facile de la calculer toutes les fois que l'on connait la chaleur dégagée par la combustion de ces composés, complétement transformés en eau et en acide carbonique : or la chaleur de combustion a été mesurée pour une multitude de corps par MM. Favre et Silbermann. Ainsi 16 grammes de gaz des marais. C^2H^4, changés en eau et acide carbonique dégagent + 210 calories. Or le carbone et l'hydrogène contenus dans le gaz des marais, brûlés séparément par le même poids d'oxygène, dégagent + 232 calories. On en conclut que l'union du carbone et de l'hydrogène pour former du gaz des marais

$$C^2 + H^4 = C^2H^4$$

doit dégager

$$232 - 210 = 22 \text{ calories.}$$

Voici un exemple plus compliqué et qui montrera mieux l'im-

portance et la nouveauté de la déduction. Quelle est la quantité de chaleur dégagée lorsque le carbone, l'hydrogène et l'oxygène se réunissent pour former l'acide acétique?

$$C^4 + H^4 + O^4 = C^4H^4O^4.$$

En partant d'un système initial : $C^4 + H^4 + O^{12}$, on peut tout changer directement en eau et en acide carbonique, ce qui dégage + 326 calories. On peut encore réunir les éléments de l'acide acétique, puis brûler ce composé par l'excès d'oxygène, ce qui fournit + 210 calories.

Le système final étant identique, la différence 326 — 210 = 116 calories représente la quantité cherchée.

Quatrième conséquence. — Si un corps A, l'oxygène, par exemple, dégage de la chaleur en s'unissant avec un autre corps B, tel qu'un métal, et si le composé AB (oxyde métallique, par exemple) cède ensuite le corps A (oxygène) à un troisième corps C (autre métal), pour former un nouveau composé AC (oxyde du second métal), la chaleur dégagée dans la dernière réaction est moindre que celle qui résulterait de l'union directe du corps A avec le corps C, la différence étant égale à la chaleur dégagée dans la combinaison AB opérée directement. Ce théorème s'applique surtout à l'étude des oxydations et réductions indirectes.

Cinquième conséquence. — *Variation de la chaleur de combinaison avec la température.* — En général, la chaleur dégagée dans une réaction chimique n'est pas une quantité constante : elle varie avec les changements d'état, comme nous l'avons dit plus haut; mais elle varie aussi avec la température, lors même que les substances réagissantes conservent chacune leur état pendant l'intervalle. Par exemple, 2 grammes d'hydrogène et 16 grammes d'oxygène en formant de l'eau liquide (18 grammes) dégagent 69 calories à la température de zéro; $68^{cal},20$ à 100 degrés; $67^{cal},4$ à 200 degrés. En formant de l'eau gazeuse, à l'état de vapeur saturée, les mêmes éléments dégagent +58,10 à zéro; +58,6 à 100 degrés; + 58,96 à 200 degrés; même sous la pression constante de l'atmosphère, la chaleur dégagée est + 58,60 à 100 degrés et 58,76 à 200 degrés. Ces variations dépendent des chaleurs spécifiques. Voici comment on peut les calculer pour une réaction quelconque, d'après le second principe.

1re MARCHE. — On peut déterminer la réaction à une température t et mesurer la quantité de chaleur correspondante Q_t.

2e MARCHE. — On peut encore porter les corps composants séparément de la température t à la température T, ce qui absorbe une quantité de chaleur U, dépendant des changements d'état et des chaleurs spécifiques; puis on détermine la réaction, ce qui dégage une quantité de chaleur Q_T; enfin on ramène les produits, par un simple abaissement de température, de T à t, ce qui dégage une quantité de chaleur V, dépendant également des changements d'état et des chaleurs spécifiques. L'état initial et l'état final étant les mêmes dans ces deux nombres, les quantités de chaleur dégagées seront les mêmes; c'est-à-dire que l'expression

$$Q_t - Q_T = U - V$$

représente la variation de la chaleur de combinaison. Cette expression est d'une grande importance. Si pendant l'intervalle de température $T - t$ aucun des corps primitifs ou finaux n'éprouve de changement d'état, cette expression se réduira à la somme des chaleurs spécifiques des premiers, diminuée de la somme des chaleurs spécifiques des seconds et multipliée par l'intervalle des températures

$$U - V = (\Sigma c - \Sigma c_1)(T - t).$$

La chaleur de combinaison ira croissant ou décroissant avec la température, selon que la première somme l'emportera sur la seconde, ou inversement. Pour qu'elle devienne indépendante de la température, il faut que les deux sommes soient égales. Or cette égalité existe pour les gaz composés formés sans condensation, tel que le bioxyde d'azote. On admet qu'elle devrait exister en principe pour les gaz parfaits, si l'on opère les combinaisons à volume constant; de là notre définition de la *chaleur atomique de combinaison*.

Enfin la même égalité existe approximativement pour les corps solides, la chaleur spécifique de ces composés, rapportés à des poids équivalents, étant à peu près la somme de celles de leurs composants : les chaleurs atomiques de combinaison peuvent donc être rapportées à l'état solide, au même titre que les chaleurs spécifiques atomiques.

(*A suivre.*)

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DE L'ESPACE COMPRIS ENTRE DEUX CYLINDRES;

PAR M. BLAVIER,
Inspecteur divisionnaire des lignes télégraphiques.

(FIN.)

Le condensateur est formé de deux cylindres indéfinis, dont l'un est intérieur à l'autre; le cylindre intérieur est en communication avec une source électromotrice; l'armature extérieure communique avec la terre. Nous devons déterminer la valeur de la charge pour toute position des deux cylindres dont leurs axes, d'ailleurs, restent parallèles.

On sait que le potentiel V d'une distribution électrique en un point quelconque est égal à la somme des rapports des masses électriques m à leur distance r au point considéré

$$V = \sum \frac{m}{r}.$$

En posant $V =$ const., on a une série de surfaces équipotentielles ou de niveau; en chaque point, la force qui agirait sur une masse électrique q est normale à la surface équipotentielle qui passe par ce point et a pour valeur

$$-q\frac{dV}{dN},$$

dV étant l'augmentation du potentiel à une distance infiniment petite dN du point considéré, comptée sur la normale à la surface de niveau.

Les lignes de force sont les lignes normales aux surfaces équipotentielles.

Si un corps conducteur est électrisé, le potentiel est constant dans toute son étendue, puisque, pour qu'il y ait équilibre, la force qui agit en chaque point doit être nulle. La surface extérieure du corps est une surface de niveau, et la force lui est en chaque point normale. On démontre, de plus, que toute la charge réside entre la surface extérieure et le corps isolant qui entoure le conducteur.

En chaque point, l'épaisseur de la couche électrique, ou la

charge q, qui correspond à un élément de surface $d\sigma$, a pour valeur

$$q = -\frac{1}{4\pi}\frac{dV}{dN}d\sigma,$$

la dérivée étant prise à l'extérieur.

Si l'on prend les dérivées secondes de V, c'est-à-dire de $\sum \frac{m}{r}$, par rapport à x, y et z, et si l'on fait leur somme, on est conduit à l'équation fondamentale

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = 0,$$

dont on a l'habitude de représenter le premier terme par le symbole ΔV.

Cette équation, identique avec celle de la propagation, ne s'applique qu'aux points situés en dehors des masses électriques.

Pour déterminer le potentiel aux divers points de l'espace, on a donc, comme dans le cas de la propagation, à intégrer l'équation

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = 0,$$

et à déterminer convenablement les constantes.

Considérons, comme nous l'avons fait précédemment, deux cylindres parallèles indéfinis à base circulaire.

Si l'on prend l'axe des z parallèle aux axes des cylindres, la valeur du potentiel sera indépendante de la variable z, et l'équation différentielle deviendra

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} = 0.$$

L'intégrale générale a été donnée plus haut [équation (3)].

Les cylindres coupent le plan des xy suivant deux circonférences qui sont des courbes d'égale tension, et les calculs faits précédemment à l'occasion de la propagation sont applicables.

En adoptant les mêmes notations, on a, pour la valeur générale de V (¹),

$$V = M + A\log\frac{r}{r_1} = M + A\log\frac{\sqrt{(x-\alpha)^2+y^2}}{\sqrt{(x-\alpha')^2+y^2}},$$

(¹) Le potentiel V et la tension u représentent les mêmes grandeurs; c'est seulement pour éviter la confusion que nous avons adopté deux notations différentes.

α et α' étant les distances de deux points fixes M et N (*fig.* 1) au centre O du grand cercle; leurs valeurs sont données par les équations (11) et (12).

Si le cylindre extérieur est en communication avec la terre, son potentiel V_1 est nul; soit V_2 celui de la source électromotrice avec laquelle le cylindre intérieur est en communication, on a

$$0 = M + A \log \frac{r_1}{r'_1},$$

$$V_2 = M + A \log \frac{r_2}{r'_2},$$

$$V_2 = A \log \frac{r_2 r'_1}{r'_2 r_1} = A \log \frac{C'}{C};$$

on en tire

$$A = \frac{V_2}{\log \frac{C'}{C}} \quad \text{et} \quad M = -A \log \frac{r_1}{r'_1}.$$

Il reste à déterminer la charge électrique du cylindre intérieur, qui est en communication avec la source électrique.

L'épaisseur de la couche électrique, ou la densité en chaque point, est égale à $-\frac{1}{4\pi}\frac{dV}{dN}$ pour un élément de courbe ds et une longueur δ des cylindres; la charge dQ sera donc

$$dQ = -\frac{\delta}{4\pi}\frac{dV}{dN}ds.$$

Pour avoir la charge totale, il faut prendre l'intégrale dans toute l'étendue du cercle

$$Q = -\frac{\delta}{4\pi}\int \frac{dV}{dN}ds.$$

On a vu que cette intégrale a pour valeur $2\pi A$: donc

$$Q = \frac{-\delta A}{2} = \frac{-\delta V_1}{2 \log \frac{C'}{C}} = \frac{\delta V_1}{\log \frac{C'^2}{C^2}}.$$

Le pouvoir condensant H est proportionnel à la charge Q.

En remplaçant $\log \frac{C}{C'}$ par sa valeur en fonction de λ (21), on trouve

$$Q = \frac{M}{\lambda};$$

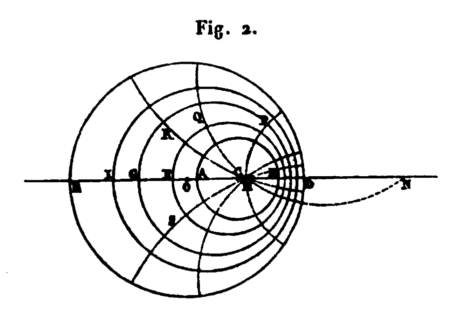
M étant une constante.

Toute autre distribution électrique conduirait au même résultat.

Ce résultat nous montre, ainsi que nous l'avons dit, que le pouvoir condensant suit la même loi que la conductibilité, c'est-à-dire que, en déplaçant les cylindres, la charge varie en raison inverse de la valeur de la résistance λ. Cela n'a rien qui doive surprendre; car, en appliquant l'analyse à l'hypothèse des deux fluides, on trouve que les lois de l'induction électrostatique sont les mêmes que celles de la propagation de l'électricité.

Pour avoir une représentation géométrique de l'épaisseur de la

Fig. 2.



couche électrique aux divers points du cylindre intérieur, on tracera une courbe d'égale tension très-voisine de la circonférence ABC (*fig.* 2); on mènera aux divers points de cette dernière des normales sur chacune desquelles on prendra une longueur inversement proportionnelle à la distance des deux courbes, comptée sur cette normale.

On pourrait avoir une expression de la charge électrique qui correspond à chaque élément ds en se servant de l'équation

$$dQ = -\frac{1}{4\pi}\frac{dV}{dN}ds;$$

car on a vu que la valeur de $\frac{dV}{dN}ds$, pour chacun des termes de l'intégrale générale, est $\mathrm{A}d(rx)$ [équation (19)].

VON BEZOLD. — Ueber das Gesetz der Farbenmischung, und die physiologischen Grundfarben (Sur la loi du mélange des couleurs et sur les couleurs physiologiques fondamentales); *Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 93 et 121.

A la suite de ses recherches physiologiques, et principalement de ses observations sur des individus aveugles pour certaines couleurs (*Farbenblinden*), Helmholtz a émis l'idée que toutes les sensations *colorées* dont nous sommes susceptibles peuvent être éveillées par le mélange en proportions convenables de trois couleurs seulement : le rouge, le vert et le bleu violet, qu'il a nommées pour cette raison *couleurs physiologiques fondamentales*. Le problème si obscur du mélange des couleurs devient susceptible dans cette hypothèse d'une solution rationnelle et élégante, dont nous allons, d'après M. Bezold, exposer les traits principaux.

Prenons arbitrairement dans un plan trois points A, B, C pour représenter les trois couleurs fondamentales par ordre de réfrangibilité; et soit une couleur mixte contenant ces trois couleurs dans la proportion des nombres P_1, P_2 et P_3. Nous convenons de la représenter par le point figuratif M, centre de gravité de poids respectivement égaux à P_1, P_2 et P_3 placés en A, B, C. Ainsi toutes les couleurs se trouveront représentées dans l'intérieur ou sur les côtés du triangle, sans double emploi, et sans ambiguïté, de telle sorte que le tableau ABC épuise toute la série des couleurs possibles, et qu'à tout point du tableau corresponde une couleur déterminée ([1]).

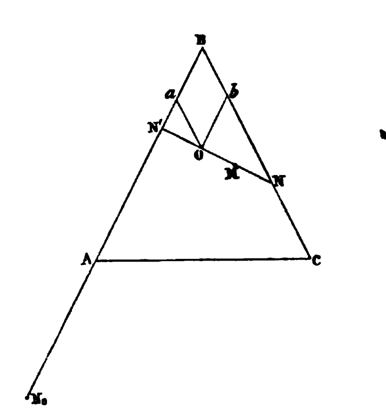
Les couleurs mixtes binaires sont situées sur le périmètre du triangle : ainsi de A en B s'échelonnent des teintes oranges et jaunes, de B en C des teintes bleues, enfin de C en A les tons pourpres résultant du mélange du rouge et du violet, et qui n'ont pas de représentants dans le spectre solaire.

Le blanc sera quelque part à l'intérieur en un point O.

Si du point O on se déplace dans la direction ON, on passe par dégradations insensibles du blanc parfait à une couleur binaire pure, un bleu par exemple; mais toutes les couleurs intermédiaires sont caractérisées par le même *ton* plus ou moins dilué. On peut,

([1]) Il est à remarquer que toute projection plane du tableau ABC constitue un tableau des couleurs jouissant des mêmes propriétés. On le voit immédiatement par l'application du théorème des moments.

en effet, considérer toutes ces couleurs comme des mélanges de blanc et de bleu, car un point M quelconque de la droite ON est le centre de gravité de poids convenables placés respectivement en



O et N. On dit que la couleur N est saturée, et l'on appelle *degré de saturation* de la couleur M le rapport $\frac{OM}{NO}$ de son intensité *colorée* à son intensité totale.

On établira sans peine que deux directions opposées ON et ON′ correspondent à des tons complémentaires, et que le blanc peut résulter d'une infinité de manières de la combinaison de deux couleurs binaires ou ternaires.

De même qu'on peut composer et décomposer les forces en systèmes variés à l'infini, on peut produire une même couleur physiologique ([1]) d'une infinité de manières différentes; mais, pour la définir entièrement il faut toujours se donner trois quantités : soit les intensités des trois composantes fondamentales, soit trois autres données quelconques, assujetties à la condition de pouvoir déterminer l'intensité d'une force et son point d'application dans un plan. Le choix le plus commode consiste peut-être à définir une couleur par le *ton*, c'est-à-dire la longueur d'onde de la couleur binaire correspondante, l'intensité de la lumière blanche qu'elle

([1]) Nous distinguons ici une couleur *physiologique* d'une couleur *physique*. L'œil, en effet, ne démêle pas l'origine, les éléments irréductibles d'une sensation, tandis qu'on peut toujours au moyen du prisme séparer les rayons de diverse réfrangibilité superposés dans une couleur mixte.

renferme et le degré de saturation. Pour les tons pourpres, qui n'ont pas de réfrangibilité propre, on donnera la longueur d'onde du vert complémentaire.

La longueur d'onde d'une couleur binaire N définissant celle-ci sans ambiguïté est une fonction entièrement déterminée de la position du point N, mais cette fonction est inconnue *a priori*. La forme la plus simple qu'on puisse lui attribuer s'obtient en supposant que la distance du point N, comptée à partir d'une origine fixe N_0 et dans le sens N_0 ABC, est proportionnelle au nombre n [1] des vibrations de la couleur N. Si l'on admet provisoirement cette forme de la fonction, on peut exprimer par une relation très-simple la propriété des couleurs complémentaires. Menons par le point O les parallèles Oa et Ob aux côtés BC et AB du triangle. La similitude des triangles $N'aO$, NbO donne

$$\frac{N'a}{aO} = \frac{Ob}{Nb},$$

ou, en posant α et β pour les nombres de vibrations correspondant aux couleurs a et b, n et n' pour les nombres de vibrations des couleurs complémentaires N, N',

$$\frac{\alpha - n'}{aO} = \frac{Ob}{n - \beta},$$

$$(1) \qquad (n-\beta)(\alpha - n') = aO \,.\, Ob = \gamma^2,$$

γ désignant une constante. Si l'on considère n et n' comme des coordonnées courantes, cette formule représente une hyperbole : or les recherches de M. Helmholtz et de M. Müller fournissent les longueurs d'onde observées d'un assez grand nombre de couleurs complémentaires, et l'on vérifie que les points configuratifs de chaque couple d'observations se placent sensiblement sur une même hyperbole : ainsi se trouve justifiée l'hypothèse de l'auteur.

Si l'on pouvait compter sur l'exactitude absolue de mesures aussi difficiles que la détermination précise des couleurs complémentaires, la construction de l'hyperbole (1) fournirait les valeurs de α et de β, c'est-à-dire déterminerait la position du blanc dans le tableau;

---

[1] On passe de n à la longueur d'onde λ par la relation $\lambda = \frac{V}{n}$, où V désigne la vitesse de la lumière.

mais de très-faibles différences dans la position de l'hyperbole correspondent malheureusement à une variation considérable des paramètres α et β : on ne peut donc accepter sans quelques réserves les résultats proposés par l'auteur. On aurait d'après lui $Oa = Ob$, c'est-à-dire que le blanc se trouverait sur la bissectrice de l'angle ABC. Le nombre de vibrations n_2 de la couleur fondamentale B serait par suite

$$n_2 = \frac{\alpha + \beta}{2},$$

et correspondrait à 596 billions de vibrations par seconde. Ce nombre est exactement la moyenne des nombres de vibrations correspondant aux extrémités du spectre.

Des considérations moins certaines encore que les précédentes font adopter, pour n_1 et n_3 correspondant aux couleurs fondamentales A et C, les nombres 465 et 725 billions par seconde. La moyenne de ces nombres étant exactement 596, le tableau des couleurs serait un triangle isoscèle; et comme la longueur du côté AC est de soi indéterminée, on peut faire le triangle équilatéral.

Il resterait à placer dans le tableau les couleurs spectrales elles-mêmes; l'incertitude des données sur lesquelles repose toute cette partie du Mémoire nous a engagé à renvoyer le lecteur à l'ouvrage original. Il y trouvera sur ce sujet, et plus généralement sur la théorie physiologique de M. Helmholtz, un grand nombre de détails intéressants que la brièveté de cette Note ne nous permet pas de reproduire, en particulier l'indication des expériences qu'il conviendrait d'effectuer, pour faire disparaître les incertitudes qui abondent encore dans ce curieux chapitre de la Physique.

E. Bouty.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1873.

L. DITSCHEINER. — Sur l'intensité et la différence de marche des rayons polarisés parallèlement et perpendiculairement au plan d'incidence, lorsque la lumière a subi une inflexion, p. 6.

L'auteur admet qu'une seule et même portion d'onde incidente donne naissance à deux ondes infléchies, réfléchie et réfractée, re-

liées ensemble par la loi générale de la réfraction. Il considère, en outre, les ondes longitudinales infléchies, tant réfléchies que réfractées, et il obtient six équations, d'où il déduit les composantes du mouvement transversal. Il trouve que ses formules s'accordent assez bien avec l'expérience.

V. DE LANG. — Galvanomètre à réflexion, à une seule aiguille, p. 12.

On diminue le nombre des oscillations de l'aiguille en en approchant un gros cylindre de cuivre. On modifie la sensibilité de l'appareil en approchant plus ou moins un aimant auxiliaire destiné à combattre l'action de la Terre.

C. DOMALIP. — Sur la théorie mécanique de l'électrolyse, p. 19.

Dans la mesure des forces électromotrices, le procédé de Poggendorff est préférable à celui d'Ohm, entaché d'erreurs dues à la polarisation.

A. VON WALTENHOFEN. — Théorème général relatif à l'évaluation de l'action d'une spirale magnétisante, p. 50.

Le pouvoir magnétisant d'une spirale sur un barreau placé dans l'axe de la spirale est proportionnel au produit de l'intensité du courant par la somme des cosinus de tous les angles que font, avec l'axe de la spirale, les lignes droites qui partent des extrémités du barreau, pour aboutir à chacun des points de la spirale.

On suppose que la force électromagnétique est proportionnelle à l'intensité du courant.

BOLZMANN ET ROMICH. — Sur les constantes diélectriques des corps isolants, p. 56.

Une boule diélectrique est soumise à l'action d'une boule conductrice qui reçoit, d'un moment à l'autre, des charges alternativement positives et négatives, par l'intermédiaire d'un diapason électromagnétique. On évite ainsi l'action perturbatrice appelée par Faraday *absorption électrique,* et l'on obtient les nombres que donne l'emploi du condensateur.

H. STREINTZ. — Changements d'élasticité et de longueur d'un fil traversé par un courant, p. 58.

L'auteur détermine, par la méthode de la torsion, l'élasticité d'un fil chauffé dans un bain de stéarine. Il répète l'expérience avec le même fil, traversé par un courant qui l'échauffe assez pour fondre une couche de stéarine qui le recouvre. Il mesure l'allongement dans les deux cas. L'élasticité est la même dans les deux séries d'expériences. L'allongement des fils de fer, de cuivre, de platine est plus grand sous l'influence du courant que par l'action de la chaleur seule. L'acier trempé fait exception : il ne subit pas de dilatation particulière due au courant.

HORNSTEIN. — Relation entre les variations diurnes barométriques et la rotation du Soleil, p. 63.

De ses formules et d'une série d'expériences faites à Prague, l'auteur déduit des variations diurnes une valeur de la durée de la rotation solaire : 24 jours à $24^j,24$, voisine de celle que donne l'observation des taches pour la zone équatoriale, $24^j,56$.

E. Gripon.

EXPÉRIENCES DE GALILÉE SUR LA PESANTEUR.

Par M. Ch. THUROT.

Ce n'est pas par la Physique, par l'observation des phénomènes naturels que Galilée a été conduit à rechercher les lois de la chute des corps : c'est la Mécanique pure, la considération du mouvement *in abstracto* qui l'a guidé dans cette étude. L'un des professeurs qu'il avait eus à Pise, lorsqu'il y était étudiant, Bonamico, s'était beaucoup occupé du mouvement, et il en avait traité en disciple d'Aristote; d'autre part, Guidubaldo, avec qui Galilée entretint de bonne heure un commerce scientifique, avait publié, en 1577, un *Traité de Mécanique* où il avait consigné ce que l'on avait retrouvé des travaux des anciens géomètres sur la Statique. Quand Galilée vint à Pise, en 1589, pour professer les Mathématiques, il était convaincu, dit son biographe Viviani (*Opere di Galileo*, éd. Alberi (1), t. XV, p. 335), « que, pour faire des recherches sur les phéno-

(1) Je cite partout soit la biographie de Galilée par Viviani, soit Galilée lui-même, d'après cette édition de ses OEuvres publiées par Alberi à Florence (1842 et suiv.), 16 vol. in-8.

mènes naturels, il fallait bien connaître la nature du mouvement, suivant l'axiome philosophique et vulgaire : *ignorato motu, ignoratur natura;* il se donna donc tout entier à l'étude du mouvement, et, à la grande confusion de tous les philosophes, il convainquit de fausseté, par des expériences et des démonstrations, beaucoup d'assertions d'Aristote touchant le mouvement, qui avaient été tenues jusque-là pour évidentes et indubitables ». A Padoue, où Galilée enseigna de 1592 à 1610, il continua ses recherches sur le mouvement, mais sans se préoccuper de réfuter les erreurs accréditées dans les écoles. Ses méditations paraissent avoir porté surtout sur les lois du mouvement uniformément accéléré et le mouvement des projectiles, en un mot sur les sujets qu'il a traité dans ses fameux *Dialogues sur les Sciences nouvelles*, publiés seulement en 1638; mais, au rapport de Viviani (p. 358), le fond des raisonnements que Galilée y développe et les expériences qu'il y rapporte datent de son séjour à Padoue et à Venise.

L'originalité de la méthode de Galilée est d'avoir songé à mesurer les phénomènes observés. A propos du mouvement par lequel la pesanteur entraîne les corps vers le centre de la Terre, il dit [1] qu'il ne suffit pas de savoir que ce mouvement est en ligne droite, mais qu'il faut encore savoir s'il est uniforme ou non, et s'il est accéléré ou retardé, et il ne suffit pas encore de savoir qu'il est accéléré, il faut déterminer la *proportion* de cette accélération. Il paraît que Galilée a constaté ces lois expérimentalement avant de les démontrer; car il dit lui-même (I, 58) : « Je tiens pour certain qu'Aristote a employé le secours des sens, de l'expérience et de l'observation pour s'assurer de la vérité de sa conclusion, et qu'ensuite il a cherché le moyen de la démontrer; car c'est ainsi que les choses se passent, pour la plupart du temps, dans les sciences qui procèdent par voie de démonstration. La raison en est que, si la conclusion est vraie, en se servant de la méthode analytique, on rencontre aisément quelque proposition déjà démontrée, ou l'on arrive à un principe évident par lui-même; mais, si la conclusion est fausse, on peut aller à l'infini sans rencontrer une vérité déjà établie, si l'on ne tombe pas sur une absurdité ou une impossibilité manifeste. Soyez sûrs que Pythagore, longtemps avant d'avoir trouvé la démonstration pour laquelle il offrit une hécatombe, s'était assuré que le carré du côté opposé à l'angle droit dans le triangle rectangle est égal à la somme des carrés faits sur les deux autres côtés. La certitude de la conclusion n'est pas de peu de secours pour faire trouver la démonstration, bien entendu, dans les sciences qui procèdent par voie démonstrative. »

Les expériences dont Galilée s'est servi pour constater les lois de la pesanteur sont au nombre de trois : les expériences du clocher de Pise, celles du plan incliné, celles du pendule.

---

[1] *Dialogo dei massimi sistemi, Giorn. sec.* (I, 181) : Non basta intender che sia retto, ma bisogna sapere che sia uniforme o pure difforme; cioè, se mantenga sempre un' istessa velocità, o pur si vadia ritardando o accelerando... nè questo basta, ma converrebbe sapere secondo qual proporzione si faccia tal' accelerazione.

Expériences du clocher de Pise. — Viviani rapporte dans sa biographie de Galilée que, du temps où Galilée était professeur de Mathématiques à Pise (1589-1592), il démontra par des expériences répétées faites du haut du clocher de Pise, en présence des professeurs et des étudiants, que des corps de même matière, mais de poids différents, tombent avec la même vitesse, contrairement à l'opinion d'Aristote et de ses sectateurs qui soutenaient que des corps de même matière tombent d'autant plus vite qu'ils sont plus pesants. Ce témoignage de Viviani, le seul authentique que l'on possède sur ces expériences de Galilée, fait voir que c'est à tort qu'on a dit que ces expériences avaient été faites du haut de la tour penchée de Pise, et que Biot s'est trompé quand il a prétendu (article Galilée dans la *Biographie Michaud* et dans ses *Mélanges*, II, 431) qu'elles avaient pour but de démontrer que « tous les corps, quelle que soit leur nature, sont également sollicités par la pesanteur, et que, s'il y a des différences entre les espaces qu'ils parcourent dans leur chute en temps égaux, cela tient à l'inégale résistance que l'air leur oppose, selon leurs différents volumes ». Du reste Stévin, contemporain de Galilée, avait réfuté, de son côté, la même opinion en faisant tomber en même temps deux boules de plomb l'une dix fois plus pesante que l'autre, sur une planche de bois. Il est étrange, mais intéressant pour l'histoire des sciences, qu'on n'eût pas songé, avant Galilée et Stévin, à faire une vérification expérimentale aussi simple de la vérité ou de la fausseté de l'assertion des Péripatéticiens.

Expérience du plan incliné. — Si Galilée avait étudié en physicien les lois de la chute des corps, il faudrait se demander comment il aurait eu l'ingénieuse idée de substituer à la chute libre la descente sur un plan incliné pour observer plus exactement; mais son point de départ a été l'étude du plan incliné, qui avait déjà été l'objet des recherches des anciens. Il avait de bonne heure (XI, 56) recherché pourquoi un même mobile pesant, descendant naturellement sur des plans inclinés à l'horizon, descend plus vite sur ceux qui font avec le plan de l'horizon un angle plus voisin d'un angle droit, et quelles étaient les proportions de ces mouvements suivant les différentes inclinaisons : « question », dit-il, « qui n'a jamais été traitée, que je sache, par aucun philosophe. » On voit clairement que Galilée prenait son point de départ dans l'ancienne Statique; car il pose en principe qu'un corps pesant se porte en bas avec autant de force qu'il en faudrait pour le tirer en haut, en d'autres termes, qu'il descend avec autant de force que celle avec laquelle il résiste à l'ascension. Galilée démontre ensuite (¹) que le corps pesant descend suivant la verticale avec une force qui est plus grande que celle avec laquelle il descend suivant un plan incliné, dans la proportion où la ligne de plus grande pente du plan est plus longue que la verticale.

La considération du plan incliné se reproduit encore dans une première

(¹) *Sermonis de motu gravium* (XI, 58) : Constat igitur tanto minori vi trahi sursum idem pondus per inclinatum ascensum quam per rectum, quanto rectus ascensus minor est obliquo, et consequenter tanto majori vi descendere idem grave per rectum descensum quam per inclinatum, quanto major est inclinatus descensus quam rectus.

esquisse de ses vues sur le mouvement uniformément accéléré (XI, 74-78) : suivant Galilée la nature nous offre dans la chute des corps pesants une certaine espèce de mouvement accéléré, et, comme elle emploie toujours les voies les plus simples, comme par exemple il n'y a pas de manière plus simple de voler et de nager que celle que l'instinct naturel indique aux oiseaux et aux poissons, de même la pierre qui tombe doit avoir le mouvement accéléré le plus simple. Or il n'est pas de mouvement plus simplement accéléré que celui dont la vitesse croît toujours de la même manière, devient double au bout d'un temps double, triple au bout d'un temps triple, etc. ; mais il faut remarquer que le même degré de vitesse peut être acquis dans des temps très-différents, suivant l'inclinaison du plan dans lequel tombe le mobile. Ainsi un corps pesant, en tombant suivant la verticale, peut acquérir au bout d'une minute une vitesse que par un plan incliné il n'aura pas au bout d'une heure, d'un jour, d'un mois, d'une année.

Dans son séjour à Padoue et à Venise, Galilée employa le plan incliné à vérifier ou, plus probablement, à trouver la loi des espaces. Dans ses *Dialogues sur les Sciences nouvelles* (XIII, 171-172), après avoir démontré géométriquement que les espaces parcourus par le mobile, qui a un mouvement uniformément accéléré, sont comme les carrés des temps, il fait dire à l'un des interlocuteurs, Simplicius : « Je comprends bien qu'il doit en être ainsi, la définition du mouvement uniformément accéléré étant admise ; mais l'accélération dont la nature se sert dans les corps qui tombent, est-elle réellement ainsi ? C'est ce dont je ne suis pas encore bien sûr, et il serait utile de produire ici quelque expérience qui s'accordât avec les conclusions démontrées. » Un autre interlocuteur, le Vénitien Salviati, dit qu'en effet il a plus d'une fois vérifié cette loi avec Galilée, de la manière suivante. On prenait une barre de bois longue d'environ 12 brasses (¹) (7^{m},464), et large d'un côté d'une demi-brasse (0^{m},311), de l'autre de 3 doigts (0^{m},078), et du côté où elle était le moins large, on avait creusé un canal d'un peu plus de 1 doigt (0^{m},026) de largeur. Après qu'on s'était assuré que le canal était bien droit, qu'on l'avait bien poli et lissé, on y collait du parchemin aussi bien lustré que possible, et l'on y faisait descendre une boule de bronze très-dure, exactement arrondie et polie ; ensuite élevant la barre de bois à l'une de ses extrémités, de 1 brasse (0^{m},622) ou 2 à volonté, on faisait descendre la boule dans le canal, en notant le temps qu'elle mettait à le parcourir entièrement. On recommencait l'expérience plusieurs fois pour bien s'assurer de la durée du temps, et l'on n'y trouvait pas de différence, même de la dixième partie d'un battement du pouls ; ensuite on faisait descendre la boule seulement jusqu'au quart du canal, et en mesurant le temps on trouvait qu'il était exactement la moitié de l'autre. En comparant le temps que la boule mettait à parcourir toute

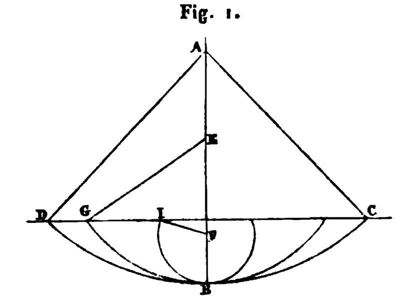
---

(¹) Mersenne dit (*Cogitata physicomathematica*, III, 218; Paris, 1647) que la brasse de Florence répond *satis præcise* à 23 pouces de France et que le doigt est peut-être (*forte*) le $\frac{1}{28}$ de cette brasse. Alors cette brasse serait de 0^{m},622 et le doigt de 0^{m},022. Prony, dans son *évaluation des mesures linéaires* (*Annuaire de Bureau des Longitudes*, 1846, p. 62) donne 0^{m},594 à la brasse de Florence.

la barre avec celui qu'elle mettait à en parcourir la moitié ou les deux tiers ou les trois quarts ou n'importe quelle autre fraction, et en multipliant les expériences, on trouvait toujours que les espaces parcourus étaient comme les carrés des temps, et cela quelle que fût l'inclinaison de la barre. Pour mesurer le temps, on élevait un grand seau plein d'eau, qui avait au fond un petit robinet, par lequel coulait un mince filet d'eau qu'on recueillait dans un petit gobelet pendant tout le temps que la boule descendait; l'eau ainsi recueillie était pesée à une balance très-exacte; les différences et les proportions des différentes pesées donnaient les différences et les proportions de temps, et cela avec une telle justesse, que les opérations répétées un grand nombre de fois n'offraient pas de variations notables.

Expérience du pendule. — Viviani a raconté, dans une lettre du 20 août 1659 à Léopold de Médicis (XIV, 342), que Galilée se trouvant vers l'âge de vingt ans, vers 1583, à Pise, dans le dôme de cette ville, avait remarqué qu'une lampe écartée de la verticale décrivait des arcs de différentes longueurs dans des temps toujours égaux. A Padoue il se servit de ce fait, mais à un autre point de vue, pour confirmer le postulat que les vitesses acquises par un même mobile sur différents plans inclinés sont égales si la hauteur de ces plans est la même (XIII, 163). On fixe (p. 164) à une muraille un clou auquel est suspendue, à une distance de deux doigts environ de la muraille, par un fil AB (*fig.* 1) long

Fig. 1.



de 2 ou 3 brasses, une boule d'une once ou deux. On trace sur la muraille la ligne CD coupant à angle droit la perpendiculaire AB; puis on transporte AB en AC, et on le laisse en liberté : B parcourra l'arc CBD et remontera presque jusqu'en D, à une très-petite distance près, à cause de l'empêchement causé par l'air et le fil. Ainsi l'élan (*impeto*) de la boule en B est tel qu'il lui fait encore décrire l'arc BD. Maintenant enfonçons dans la muraille, en E ou en F, touchant le fil, un clou qui soit de 5 ou 6 doigts. Le fil AB, reporté en C et laissé en liberté, rencontrera en arrivant en B le clou E et décrira l'arc de cercle BG dont le centre est en E; si le clou est en F, il décrira l'arc de cercle BI, dont le centre est en F. Or les deux arcs CB, BD étant égaux et semblablement situés, la vitesse acquise (¹) en descendant l'arc CB est égale à celle

(¹) L'acquisto di momento fatto per la scesa dell' arco B.

qui est acquise en descendant DB; mais la vitesse acquise [1] en B dans la descente de CB peut faire monter le mobile de B en D; et en général toute vitesse acquise en descendant un arc de cercle est égale à celle qui peut faire remonter au même mobile le même arc. Mais toutes les vitesses acquises qui font remonter tous les arcs BD, BG, BI sont égales puisqu'elles sont acquises en descendant le même arc CB; donc toutes les vitesses acquises en descendant les arcs DB, GB, IB sont égales.

Galilée reconnaît d'ailleurs que cette démonstration ne s'applique pas sans quelque difficulté au mouvement sur des plans inclinés, parce que l'accélération dans une courbe n'est pas la même que sur un plan; cependant, suivant lui, elle permet d'admettre que la vitesse acquise au bout de la descente d'un plan incliné pourrait faire remonter le mobile à la même hauteur, s'il n'y avait pas de choc au moment où le mobile passe d'un plan sur l'autre. « Prenons donc, ajoute Galilée (p. 166), cette proposition comme un postulat dont la vérité sera établie quand nous verrons d'autres conclusions, qui reposent sur le même fondement, répondre exactement à l'expérience. »

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 27 février 1874.

M. Jungfleisch expose comment l'opinion de Biot, généralement adoptée, sur la nécessité de l'intervention des phénomènes vitaux dans la production du pouvoir rotatoire doit être absolument rejetée.

En effet, en partant de corps qu'on peut obtenir par synthèse directe, M. Jungfleisch a obtenu des corps jouissant de pouvoir rotatoire.

M. Cornu résume ensuite quelques-uns des travaux effectués par la Commission du passage de Vénus, en vue de l'obtention d'images photographiques du Soleil.

Séance du 13 mars 1874.

M. Mascart expose devant la Société quelques résultats relatifs à la double réfraction du verre trempé spécialement dans le cas des lames bataviques; quelques expériences de polarisation chromatique projetée servent à appuyer ses explications.

Il présente ensuite un petit aspirateur construit par M. Golaz. C'est une trompe qui, sous une pression de 5 ou 6 mètres d'eau, peut raréfier un gaz jusqu'à la pression de 2 centimètres de mercure.

---

[1] Il momento acquistato in B per l'arco CB è potente a risospingere in su il medesimo mobile per l'arco BD... ogni momento acquistato per la scesa d'un arco è eguale a quello che può far risalire l'istesso mobile pel medesimo arco. Ma i momenti tutti, che fanno risalire per tutti gli archi BD, BG, BI sono equali, poichè son fatti dall' istesso medesimo momento acquistato per la scesa CB...; adunque tutti i momenti che si acquistano per le scese negli archi DB, CB, IB sono eguali.

M. Lissajous expose une méthode acoustique très-ingénieuse due à M. Coulier pour l'examen des cordes à boyaux destinées aux instruments de musique. Il met sous les yeux de la Société divers appareils qui lui ont servi à l'étude optique des sons, et en particulier le phonoptomètre.

Séance du 27 mars 1874.

M. Maurat expose les appareils de M. Liais, pour la mesure et l'enregistrement du temps : les appareils fonctionnent devant la Société.

M. Raynaud fait fonctionner devant la Société et explique le télégraphe de M. Meyer, pour la transmission de plusieurs dépêches indépendantes par un même fil.

Séance du 10 avril 1874.

Un grand nombre de membres de province assistent à la séance.

Les principales expériences faites devant la Société depuis les vacances ont été répétées.

Séance du 24 avril 1874.

M. Mascart expose ses recherches sur la réfraction des gaz, et met sous les yeux de la Société divers appareils qui lui ont servi à cette occasion.

La partie optique de l'observation est fondée sur l'emploi des *franges* de Talbot. M. Mascart en donne une théorie élémentaire dans le cas usité dans ses expériences.

M. Lippmann expose les résultats de ses expériences sur la variation des forces capillaires par le passage d'un courant dans le liquide employé.

Il met sous les yeux de la Société divers appareils qui mettent en lumière les phénomènes qu'il a observés, en particulier un véritable électromètre et un petit moteur fondés sur la variation de la force capillaire.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome I. — Mars 1874.

Abria. — *Étude de la double réfraction. — Vérification de la loi d'Huyghens*, p. 289.

C. Decharme. — *Du mouvement ascensionnel spontané des liquides dans les tubes capillaires* (suite), p. 318.

J. Moutier. — *Recherches sur les vapeurs émises à la même température par un même corps sous deux états différents*, p. 343.

A. Crova. — *Sur les phénomènes d'interférence produits par les réseaux parallèles*, p. 407.

5e série. — Tome I. — Avril 1874.

P.-A. Favre et J. Laurent. — *Recherches sur les phénomènes thermiques qui accompagnent la compression des liquides*, p. 533.

P.-A. Favre. — *Sur le calorimètre à mercure. — Détermination de la valeur de la calorie*, p. 438.

A. Cazin. — *Recherches sur la période variable à la fermeture d'un circuit voltaïque*, p. 449.

Dr Mathieu et V. Urbain. — *Des gaz du sang. — Expériences physiologiques sur les circonstances qui font varier la proportion dans le système artériel*, p. 482.

E. Peligot. — *Sur la cristallisation du verre*, p. 559.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVII. — Mars 1874.

Rosse (Earl of). — *Résistance électrique du sélénium*, p. 161.

James Crool. — *Courants de l'Océan*. — 3e Partie. *Sur la cause physique des courants de l'Océan*, p. 168.

Hermann Herwig. — *Nombre et poids des molécules d'éther contenues dans des conducteurs électriques*, p. 190.

Lord Rayleigh. — *Construction et théorie des réseaux*, p. 193.

J.-L. Poret. — *Sur quelques phénomènes de polarisation par diffusion de la lumière*, p. 205.

A. Terquem. — *Transformation du vibroscope en un tonomètre, et son emploi à la détermination du nombre absolu des vibrations*, p. 212.

4e série. — Tome XLVII. — Avril 1874.

Josiah-P. Cooke. — *Les vermiculites, leurs relations cristallographiques et chimiques avec les micas; discussion de la cause de la variation de l'angle optique de ces minéraux*, p. 241.

Hermann Vogel. — *Sensibilité pour la lumière du bromure d'argent relativement aux couleurs dites chimiquement inertes*, p. 273.

Challis. — *Théorie des effets produits par le brouillard et la vapeur de l'atmosphère sur l'intensité du son*, p. 277.

G. Lippmann. — *Relations entre les phénomènes capillaires et les phénomènes électriques*, p. 281.

Robert Moon. — *Mesure du travail dans la théorie de l'énergie*, p. 291.

F. Kohlrausch. — *Détermination de la valeur absolue de l'unité de résistance de Siemens*, p. 294.

Annales de Poggendorff.

Tome CLI. — No 1. — Année 1874.

E. Wiedemann. — *Polarisation elliptique de la lumière, son rapport avec les couleurs superficielles des corps*, p. 1.

F. Braun. — *Oscillations élastiques dont les amplitudes ne sont pas infiniment petites*, p. 51.

A.-L. Holz. — *Une expérience de magnétisme*, p. 69.

A. Lehnebach. — *Pouvoirs émissifs des corps noirs déterminés au moyen d'un calorimètre de glace*, p. 96.

O.-E. Meyer. — *Théorie de la réaction élastique*, p. 108.

K. Vierordt. — *Représentation graphique du spectre d'absorption*, p. 119.

A. Kundt. — *Dichroïsme temporaire obtenu par traction*, p. 125.

K. Antolick. — *Étincelles électriques glissant le long d'une surface*, p. 127.

A.-V. Obermayer. — *Expansions de quelques dissolutions d'aniline à la surface de l'eau*, p. 130.

E. Edlund. — *Remarques sur la proposition du professeur Roiti : le courant électrique est-il un courant d'éther ?* p. 133.

A. Mousson. — *Remarques sur la disposition d'un dispersiomètre*, p. 137.

E.-O. Erdmann. — *Sur un jeu japonais*, 148.

J.-C. Maxwell. — *Double réfraction dans un liquide en mouvement*, p. 151.

A.-E. Nordenskiöld. — *Sur la poussière cosmique qui tombe à la surface de la Terre*, p. 154.

Th. Reye. — *Nouvelles remarques contre l'explication des taches et des protubérances solaires donnée par Zöllner*, p. 166.

A. Kurz. — *Deuxième note sur la détermination de la chaleur spécifique de l'air*, p. 173.

M. Avenarius. — *Question de priorité*, p. 175.

Tome CLI. — N° 2. — Année 1874.

H. Herwig. — *La conductibilité du mercure indépendante de la température*, p. 177.

J. Thomsen. — *Recherches thermo-chimiques.* — XIII. *Suite des recherches sur quelques procédés d'oxydation et de réduction*, p. 194.

W.-C. Röntgen. — *Sur les décharges électriques avec transport de matière*, p. 226.

F. Braun. — *Sur les oscillations élastiques dont les amplitudes ne sont pas infiniment petites*, 250.

H.-E. Roscoe. — *Sur un instrument de Météorologie destiné à enregistrer les intensités lumineuses et à les rendre comparables*, p. 268.

F.-C.-G. Müller. — *Recherches sur la polarisation galvanique et le partage du courant entre les électrolytes* (1er Mémoire), p. 286.

W. Avenarius. — *Sur la chaleur latente*, p. 303.

A. Stoletow. — *Note sur la fonction magnétique de différents corps ferrugineux*, p. 316.

J. Kohn. — *Flammes manométriques*, p. 321.

F. Pfaff. — *Sur le mouvement et la puissance des glaciers*, p. 325.

PRINCIPES DE THERMOCHIMIE;

PAR M. BERTHELOT.

(FIN.)

III. — TROISIÈME PRINCIPE (PRINCIPE DU TRAVAIL MAXIMUM).

Énoncé. — Tout changement chimique accompli sans l'intervention d'une énergie étrangère tend vers la production du corps, ou du système de corps qui dégage le plus de chaleur.

Explication. — On peut concevoir la nécessité de ce principe en observant que le système qui a dégagé le plus de chaleur possible ne possède plus en lui-même l'énergie nécessaire pour éprouver une nouvelle transformation. Tout changement nouveau exige un travail, qui ne peut être accompli sans l'intervention d'une énergie étrangère. Au contraire, un système susceptible de dégager encore de la chaleur par un nouveau changement possède l'énergie nécessaire pour accomplir ce changement sans aucune intervention auxiliaire. C'est ainsi qu'un système de corps pesants tend vers une distribution telle, que le centre de gravité du système soit le plus bas possible; cependant ils n'arriveront à cette distribution que si aucun obstacle étranger au système ne s'y oppose. Mais c'est là une comparaison et non une démonstration. J'ai, le premier, énoncé et établi le principe du travail maximum, non par des raisonnements *a priori,* mais par la discussion d'une multitude d'expériences. Nous allons signaler quelques-unes des plus décisives.

Les changements chimiques se rapportent tous à la combinaison, à la décomposition, à la substitution, à la double décomposition, ou à la réunion d'un certain nombre de ces actions. Nous allons les passer en revue et montrer en même temps ce que signifie ce mot *énergie étrangère.*

Combinaisons. — Toute combinaison directe est accompagnée d'un dégagement de chaleur, comme on le sait depuis les origines de la chimie moderne; en outre, d'après le précédent principe, le corps qui tend à se former en définitive est celui qui dégage le plus de chaleur, lorsque plusieurs composés sont possibles. C'est ainsi que

l'oxygène, en s'unissant avec un autre corps, tend à former l'oxyde le plus avancé, si celui-ci répond au dégagement maximum. Par exemple, le bioxyde d'azote, en s'unissant avec 1 équivalent d'oxygène, forme l'acide azoteux, $AzO^2 + O$, en dégageant 10 calories; en s'unissant avec 2 équivalents d'oxygène, il forme l'acide hypoazotique, $AzO^2 + O^2$, en dégageant 17 calories. C'est donc ce dernier qui doit prendre naissance et qui se forme en effet en présence d'un excès d'oxygène. En outre, l'acide azoteux et l'oxygène doivent se combiner et se combinent en effet aussitôt pour produire l'acide hypoazotique.

De même, l'étain dégage +36,9 en formant le protoxyde $Sn + O = SnO$; il dégage +72,7 en formant le bioxyde $Sn + O^2 = SnO^2$. Ces nombres, établis par Dulong, sont précisément doubles l'un de l'autre, relation que l'on observe souvent dans l'étude des composés définis. En vertu du troisième principe, ce sera donc le bioxyde d'étain qui prendra naissance de préférence, soit au moyen de l'étain métallique, soit au moyen de son protoxyde, en présence d'un excès d'oxygène. Seulement les réactions de l'étain sur l'oxygène n'ont pas lieu à froid comme celles du bioxyde d'azote : elles exigent une certaine élévation de température.

Les mêmes relations s'observent toutes les fois que le corps le plus oxydé est assez stable pour subsister à la température nécessaire pour provoquer la réaction.

Au contraire, l'hydrogène, en formant un protoxyde, $H + O$, dégage +34,5; en formant un bioxyde, $H + O^2$, il dégage seulement +23,5, nombres qui sont tirés des expériences de MM. Favre et Silbermann. Ce sera donc le protoxyde qui prendra naissance dans la réaction directe des deux éléments, tandis que le bioxyde d'hydrogène tendra à se décomposer en eau et en oxygène libre. Ces deux conclusions sont conformes à l'expérience. Pour former le bioxyde d'hydrogène, il faudrait faire intervenir une énergie étrangère, par exemple celle d'une action chimique simultanée, comme il sera dit plus loin.

Il existe ainsi un certain nombre de composés formés avec absorption de chaleur depuis leurs éléments, tels que les oxydes de l'azote, les oxydes du chlore, le chlorure d'azote, l'acétylène, le cyanogène, etc.; mais aucun d'eux ne prend naissance par la réaction pure et simple des éléments agissant par leur seule énergie.

Par exemple, l'acétylène résulte de l'union directe du carbone et de l'hydrogène, mais avec le concours de l'énergie développée dans l'arc électrique. De même les oxydes de l'azote dérivent d'un premier terme, l'acide hypoazotique, formé par Cavendish sous l'influence de l'électricité. Les oxydes du chlore se produisent dans la réaction du chlore sur les oxydes alcalins, mais en même temps qu'un chlorure métallique, dont la formation dégage de son côté beaucoup de chaleur, etc.

Décompositions. — Toutes les fois qu'un corps composé a été formé avec dégagement de chaleur par l'union directe de ses éléments, il ne se décompose pas de lui-même; mais il faut faire intervenir une énergie étrangère pour en séparer les éléments. Il faut, par exemple, l'échauffer, ce qui est l'un des modes de décomposition les plus généraux; dans ce cas, c'est l'*énergie de la chaleur* qui produit la décomposition. On effectue encore celle-ci d'une manière générale par l'*énergie électrique,* employée sous forme de courant voltaïque ou d'étincelles.

L'*énergie de la lumière* est consommée dans certaines décompositions, telles que celle de l'acide carbonique par les parties vertes des végétaux. Une réaction simultanée peut aussi fournir l'*énergie chimique* nécessaire, comme on l'observe dans la production des métaux alcalins au moyen des carbonates et du charbon. Enfin, l'*énergie de désagrégation développée dans la dissolution,* et due à la réaction physico-chimique du dissolvant, détermine la décomposition de certaines combinaisons et spécialement des sels formés par les acides faibles ou par les oxydes métalliques.

Les décompositions produites par l'énergie de la chaleur ou par l'énergie de désagrégation offrent un caractère spécial et très-intéressant. Souvent, en effet, elles déterminent la formation d'*un système chimique en équilibre entre deux actions contraires,* dont l'une dégage de la chaleur, tandis que l'autre en absorbe. Par exemple, un éther, tel que l'éther acétique, mis en présence de la proportion d'eau qui suffirait pour le décomposer en acide et alcool d'après les équivalents, ne se décompose qu'en partie, pour un tiers environ. Accroît-on la quantité d'eau, la quantité décomposée s'accroît, mais sans jamais devenir totale, quatre corps demeurant en présence et agissant chacun en raison de sa masse pour déterminer l'équilibre. De même les alcoolates alcalins, les sels neutres des

acides, les sels métalliques, etc. Ces effets sont dus à l'énergie de désagrégation; je les ai étudiés depuis 1854.

Voici un exemple de ceux que produit l'énergie de la chaleur. Le carbonate de chaux porté à une très-haute température se décompose en acide carbonique et chaux; mais la décomposition, à partir de la température à laquelle elle commence, et pendant un long intervalle des températures plus élevées, demeure incomplète, tant que les produits sont maintenus en présence du corps primitif. Bref, entre l'affinité chimique qui tend à combiner l'acide carbonique avec la chaux et la chaleur qui tend à décomposer le carbonate de chaux, il se produit un certain équilibre. C'est là ce que M. Sainte-Claire Deville a appelé la *dissociation :* elle joue un rôle capital dans une multitude de phénomènes.

Telles sont les *énergies étrangères* qui interviennent dans les décompositions et dans les changements chimiques en général; elles effectuent un travail de signe contraire à celui des affinités. Mais la décomposition d'un composé peut se produire d'elle-même, si ce composé a été formé avec absorption de chaleur : tel est le cas des oxydes du chlore, qui font explosion sous les influences les plus légères; tels sont aussi le chlorure d'azote, l'azotite d'ammoniaque, etc., tous corps qui se détruisent d'eux-mêmes à la température ordinaire.

Dans le cas où les corps formés avec absorption de chaleur ne se détruisent pas spontanément, ils offrent une grande tendance à entrer directement en combinaison et à éprouver tantôt des condensations, tantôt de nouvelles transformations chimiques, toujours avec dégagement de chaleur : c'est ce que montre l'histoire chimique de l'acétylène, du cyanogène, du bioxyde d'azote.

Ce sont également les corps formés avec absorption de chaleur, tels que l'eau oxygénée ou le chlorure d'azote, qui sont les plus sensibles aux agents dits *de présence* ou *de contact;* en général, de tels agents n'introduisent pas d'énergie spéciale dans les actions chimiques : ils jouent seulement le rôle d'agents provocateurs, c'est-à-dire qu'ils déterminent la mise en jeu d'une énergie préexistante, mais dont l'influence était paralysée par une circonstance accessoire.

Substitutions. — Soit la substitution directe du chlore au brome et à l'iode, dans leurs combinaisons; ou bien encore la substitution

réciproque des métaux, dans leurs sels dissous : elle est une conséquence de notre principe. En effet, le chlore en s'unissant avec l'hydrogène ou les métaux dégage plus de chaleur que le brome, et celui-ci en dégage plus que l'iode : aussi le brome décompose-t-il les iodures avec formation de bromure et d'iode libre ; le chlore décompose à son tour les bromures avec formation de brome et de chlorures. De même, toutes les fois qu'un métal en déplace un autre dans ses sels, c'est que la formation du nouveau sel répond au plus fort dégagement de chaleur.

Doubles décompositions. — En général, une base hydratée en déplace une autre dans ses combinaisons salines lorsqu'elle produit plus de chaleur par son union avec les mêmes acides : tel est le cas des hydrates d'oxydes métalliques précipités par les liquides alcalins :

$$AzO^5, AgO + KO, HO = AzO^5, KO + AgO, HO.$$

De même un acide en déplace un autre, lorsqu'il produit plus de chaleur en s'unissant à la même base, toutes les fois que chacun des deux acides ne peut former qu'un seul sel avec la base. Par exemple, l'acide chlorhydrique déplace l'acide acétique dans l'acétate de soude dissous, en dégageant + 0,5 :

$$C^4H^3O^3, NaO + HCl = C^4H^3O^3, HO + NaCl ;$$

il déplace l'acide phénique dans le phénate de soude, en dégageant + 6,3 ; il déplace l'acide cyanhydrique dans le cyanure de potassium dissous, en dégageant + 10,7, etc.

Mais l'état des corps doit entrer ici en compte. C'est ainsi que le gaz chlorhydrique forme du chlorure de mercure et déplace le gaz cyanhydrique, en agissant sur le cyanure de mercure sec, avec dégagement de + 5,3 :

$$HCl + HgCy = HCy + HgCl ;$$

tandis que l'acide cyanhydrique dissous déplace, au contraire, l'acide chlorhydrique dans le chlorure de mercure dissous et forme du cyanure, parce que l'acide cyanhydrique dégage, en s'unissant à l'oxyde de mercure, 15,5 au lieu de 9,5, c'est-à-dire + 6,0 de plus dans ces conditions. La théorie prévoit, et l'expérience confirme ce renversement des réactions, corrélatif avec le changement

de leur signe thermique, dû lui-même à l'intervention d'une nouvelle combinaison chimique, celle du gaz chlorhydrique avec l'eau.

Citons encore la décomposition totale du chlorure d'argent par l'acide iodhydrique

$$AgCl + HI = AgI + HCl,$$

inverse de la décomposition de l'iodure d'argent par le chlore

$$AgI + Cl = AgCl + I.$$

Mais aussi le chlore dégage + 15 calories de plus que l'iode en s'unissant à l'argent; tandis que l'acide iodhydrique dégage, au contraire, 31,8 et l'acide chlorhydrique 20,6 seulement, en agissant sur l'oxyde d'argent. Ces réactions inverses sont encore des conséquences très-démonstratives du troisième principe. On en rencontre des applications continuelles en Chimie organique.

En effet, c'est en s'appuyant sur ce même principe que l'on parvient à former une multitude de composés qui ne se produiraient pas directement, parce qu'ils sont engendrés avec absorption de chaleur et décomposables avec dégagement de chaleur. On y réussit par l'artifice des doubles décompositions, c'est-à-dire en déterminant la production simultanée d'un autre corps engendré lui-même avec un dégagement de chaleur supérieur à la première absorption.

Par exemple, dans la formation de l'eau oxygénée

$$HO + O = HO^2,$$

il y a absorption de 10,9; aussi cette formation n'a-t-elle pas lieu directement. Pour y parvenir, on combine directement la baryte anhydre avec l'oxygène, ce qui dégage + 5,9; puis on traite le bioxyde de baryum par l'acide chlorhydrique étendu, ce qui forme du chlorure de baryum et de l'eau oxygénée, avec dégagement de + 11,0. C'est la formation du chlorure de baryum qui fournit l'énergie complémentaire consommée dans la production de l'eau oxygénée.

La plupart des formations attribuées autrefois à l'*état naissant*, au *mouvement communiqué*, aux *affinités prédisposantes*, rentrent dans la même interprétation; mais nous ne pouvons développer davantage ici ces phénomènes, qui se rattachent à une théorie très-

générale de la Mécanique chimique, celle des *actions endothermiques* et *exothermiques*. (Voir *Annales de Chimie et de Physique*, 4[e] série, t. XVIII.)

Le principe du travail maximum étant posé, il est nécessaire d'en définir plus clairement le sens, au point de vue de la nécessité des réactions.

IV. — Travail préliminaire. Actions consécutives et préalables.

Travail préliminaire qui détermine les réactions. — Toute réaction susceptible de dégager de la chaleur ne se produit pas aussitôt et d'une manière nécessaire. Par exemple, l'hydrogène et l'oxygène peuvent être mélangés et demeurer sans action l'un sur l'autre, même au bout de plusieurs années. Il faut déterminer leur combinaison par une sorte de travail préliminaire, tel que l'échauffement en masse des deux gaz jusque vers le rouge naissant, le contact sur un point d'un corps en ignition ou d'une étincelle électrique, l'action de la mousse de platine, etc. De même le chlore et l'hydrogène mis en présence demeurent inactifs, à moins que l'on ne fasse intervenir l'échauffement, l'étincelle ou l'influence de la lumière solaire. On peut comparer un système donné de corps qui tendent vers l'arrangement chimique capable de dégager le plus de chaleur à un système de corps pesants qui tendent vers la répartition physique dans laquelle le centre de gravité serait situé le plus bas possible. Mais il existe parfois des liens dans le système, ou des obstacles extérieurs qu'il est nécessaire d'écarter pour réaliser cette stabilité maxima, et cela arrive pour l'action de la pesanteur aussi bien que pour l'action des forces chimiques. On comprend en même temps que le travail préliminaire qui détermine les réactions dépende des circonstances et des agents qui l'effectuent ; ce n'est pas une quantité constante. Elle peut même se réduire à une grandeur presque infiniment petite. Ainsi, pour échauffer en totalité un mélange d'hydrogène et d'oxygène jusqu'à la température où ils se combinent d'eux-mêmes, il faut effectuer un travail bien plus considérable que pour déterminer, à l'aide d'une étincelle électrique ou d'un corps en ignition, une inflammation locale qui se propage ensuite dans la masse tout entière. Le travail propre

de l'étincelle est ici une fraction presque infinitésimale de la chaleur qui se dégage : de même le travail effectué par un rayon de lumière qui provoque la combinaison en masse de l'hydrogène avec le chlore.

Vitesse des réactions. — La nécessité d'un travail préliminaire explique le rôle du temps dans les phénomènes chimiques. S'il est certaines réactions qui s'accomplissent dès qu'elles sont provoquées, comme la combinaison de l'hydrogène avec l'oxygène, celle de l'ammoniaque avec l'acide chlorhydrique, l'explosion de l'acide hypochloreux gazeux, etc.; cependant, dans la plupart des cas, les réactions ne sont pas instantanées. Il est facile de comprendre pourquoi : lorsque les systèmes ne sont pas homogènes ou les corps mélangés intimement au préalable ; par exemple, lorsqu'on attaque un fragment de marbre ou un morceau de zinc par un acide. En effet, l'acide se sature au contact et il faut que la couche ainsi neutralisée soit écartée par l'agitation ou par les courants liquides pour que l'action chimique puisse recommencer. De même, lorsqu'on décompose par échauffement un corps qui se détruit seulement au-dessus d'une température déterminée et dont la destruction absorbe de la chaleur, la masse tend à se refroidir, et elle doit s'échauffer de nouveau aux dépens de la source pour que l'action chimique recommence; de même aussi lorsqu'on décompose un corps au moyen du courant électrique.

Mais les actions chimiques ne sont pas toujours instantanées, même dans les mélanges parfaitement homogènes et qui demeurent tels pendant toute la durée de la transformation. Par exemple, l'acide acétique et l'alcool, corps liquides qui se mélangent en toutes proportions, ne se combinent que peu à peu pour former de l'éther acétique; il faut plusieurs années à la température ordinaire pour que la réaction atteigne sa limite. Alors même qu'on amène tous les corps réagissants à l'état gazeux, par exemple en opérant vers 200 degrés dans un espace tel que 1 gramme de matière occupe 1560 centimètres cubes, la réaction est extrêmement lente et n'est pas encore terminée au bout de quatre cent soixante heures. Les corps mêmes qui dégagent de la chaleur en se décomposant ne se détruisent pas toujours instantanément ; par exemple, l'acide formique gazeux se décompose en acide carbonique et hydrogène

$$C^2H^2O^4 = C^2O^4 + H^2.$$

L'expérience directe prouve que cette décomposition dégage de la chaleur, environ + 5 calories. Cependant elle est insensible vers 110 degrés, lente vers 170 degrés, rapide à 260 degrés, et elle ne devient même pas instantanée à 300 degrés. La plupart des réactions sont ainsi affectées d'un coefficient caractéristique relatif à la durée, lequel établit la nécessité d'un certain travail préliminaire, dû à l'intervention des énergies étrangères : ce coefficient joue un rôle très-important dans l'étude des actions mécaniques plus ou moins brisantes développées par les matières explosives.

Actions consécutives ou préalables. — Il importe de faire observer que toute réaction chimique réelle ne donne pas lieu à un dégagement de chaleur; en fait, il en est plusieurs qui produisent, au contraire, une absorption : telle est, par exemple, la décomposition d'un bicarbonate alcalin par les acides azotique ou chlorhydrique moyennement dilués. C'est que, dans cette circonstance, deux actions se succèdent, savoir : une réaction chimique, qui dégagerait de la chaleur si les corps résultants conservaient tous l'état physique des corps primitifs; et une réaction physique consécutive, la transformation de l'acide carbonique en gaz, laquelle absorbe de la chaleur, dans une proportion plus grande que l'action chimique n'en a dégagé. En général, la vaporisation de l'un des produits, sa fusion, ou même simplement l'accroissement de son volume à pression constante, si les corps sont gazeux, absorbent des quantités de chaleur qu'il convient de retrancher dans le calcul thermique. Réciproquement, les changements d'état des corps préexistants peuvent exercer une influence inverse et qu'il convient aussi d'éliminer; par exemple, si l'on introduit dans une liqueur un sel solide, au lieu de le dissoudre à l'avance, il faudra ajouter au dégagement de chaleur observé la chaleur absorbée pendant la dissolution de ce sel. Au contraire, si l'on fait réagir le gaz chlorhydrique sur une liqueur aqueuse, on aura en trop la chaleur dégagée par la dissolution du gaz acide. En général, on doit comparer, seulement par le calcul, des corps isolés de tout dissolvant et pris sous le même état physique, comme il a été dit en parlant du premier principe.

Les actions consécutives ou préalables peuvent être également d'ordre chimique. Dans le cas où elles ne mettent pas en jeu une énergie étrangère supérieure à l'action principale, le troisième

principe conserve toute son autorité; mais il peut arriver qu'il se forme, au premier moment, des corps qui ne subsisteront pas définitivement à la température à laquelle on opère, ou en présence du dissolvant mis en œuvre, les corps étant détruits presque aussitôt, en tout ou en partie, par une énergie étrangère empruntée à l'échauffement ou à la désagrégation développée dans les dissolutions: c'est ce qui arrive fréquemment dans la formation des précipités, tels que les carbonates, les sulfures métalliques, etc. Dans cette circonstance, il peut y avoir absorption de chaleur. La discussion de telles complications est souvent délicate et exige une connaissance approfondie des phénomènes chimiques, sans laquelle on ne saurait appliquer les règles précédentes avec certitude : nous ne pouvons la développer ici, malgré la précision des résultats que l'on en déduit. Il nous suffira d'avoir montré comment le troisième principe ramène l'explication des phénomènes chimiques à la notion purement physique et mécanique du travail maximum accompli par les actions moléculaires. On peut même en déduire la conséquence suivante, très-générale et applicable à une multitude de phénomènes : Toute réaction chimique, susceptible d'être accomplie sans le concours d'un travail préliminaire ou d'une énergie étrangère, se produit nécessairement si elle dégage de la chaleur.

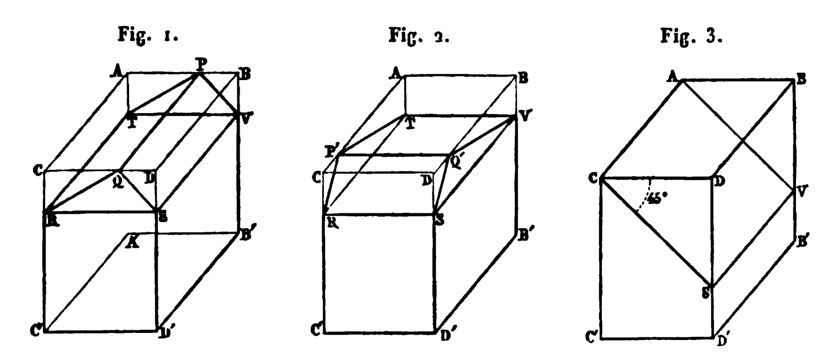
SUR UNE MODIFICATION APPORTÉE AU BIPRISME DE TOPAZE DE FRESNEL;

PAR M. F. BILLET.

Le premier prisme de Fresnel est PQRSTV (*fig.* 1) : sa section droite TPV est le plan des axes optiques; son arête PQ est normale au plan des axes optiques; sa base RSTV est le plan de clivage. Il utilise les deux vitesses principales *b* ordinaire et *c* extraordinaire; Fresnel donnait à son angle RQS une ouverture de 92°30′. Nous nous contenterons de 90 degrés, et l'on va voir pourquoi, quoique cet angle soit un peu moins avantageux.

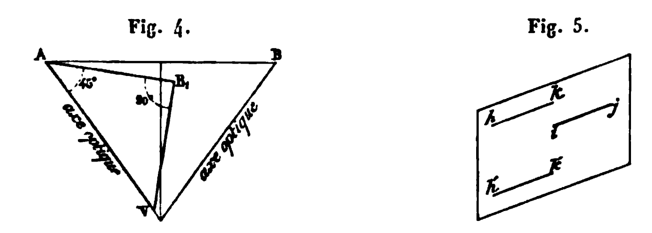
Le deuxième prisme de Fresnel est P′Q′RSTV (*fig.* 2) : sa section droite SQ′V est normale au plan des axes optiques; sa base RSTV est encore le plan de clivage. Son angle a la même valeur,

92°30 ou 90 degrés, que chez l'autre. Il donne les deux vitesses principales *a* ordinaire et *c* extraordinaire.



J'ai remplacé le premier prisme de Fresnel par celui DBACSV de la *fig.* 3. Il a, comme le premier de Fresnel, son arête BD normale au plan des axes optiques, et sa section droite ABV coïncidente avec le plan des axes optiques; mais il offre cette différence, que la face de clivage ABCD, au lieu de lui servir de base, est une de ses faces; l'autre face DBVS étant le pan DBD'B' du cristal. Sa base ACSV, parallèlement à laquelle chemineront les rayons intérieurs, fait un angle de 45 degrés (DCS = 45°) avec la face de clivage. Il utilise la vitesse *b* ordinaire et une certaine vitesse extraordinaire intermédiaire entre *b* et *c*; c'est parce que son angle réfringent CDS est 90 degrés que nous donnons 90 degrés à celui des deux prismes de Fresnel (le deuxième) que nous conservons.

J'avais d'abord songé (*fig.* 4) à rendre la base AVSC de mon prisme parallèle à l'un des axes optiques, ce qui, avec un angle ré-



fringent AB_1V de 90 degrés, aurait donné une face AB_1 différente de la face de clivage AB. Ce prisme n'aurait donné qu'une image

de vitesse b, tandis que l'autre (*fig.* 2) en aurait donné deux de vitesses a et c, dont aucune n'aurait été sur le prolongement de la première. Ainsi une ligne lumineuse IJ, vue à travers le système des quatre prismes (les deux de topaze juxtaposés et deux plus longs de verre auxiliaires), ou mieux, amenée par une lentille à donner sur un écran des images réelles, aurait donné (*fig.* 5) : 1° une image unique ij correspondant à ce prisme de la *fig.* 4 ; 2° deux images hk, $h'k'$ correspondant au prisme conservé de Fresnel, la première hk étant l'ordinaire.

Ce qui m'a fait renoncer à mettre ma base parallèle à l'axe optique, c'est d'abord la variabilité de l'angle des axes optiques chez la topaze et la complication qui en résulterait pour la commande de ce prisme ; c'est qu'ensuite il n'y a aucun inconvénient à avoir une base AV (*fig.* 3) un peu différente en direction de l'axe optique, ce défaut de coïncidence ayant pour unique effet de dédoubler l'image ij et de la remplacer par deux images très-rapprochées $i'j'$, $i''j''$; mais aucune d'elles ne sera dans le prolongement de hk ou $h'k'$, et c'est là l'important.

Que pouvait-on reprocher, en effet, à l'expérience de Fresnel ? C'était d'avoir deux images en ligne droite, et servies par le même indice. Je sais bien que, cette image non brisée étant l'extraordinaire, il restait établi que l'image ordinaire avait deux indices et dès lors

Fig. 6.

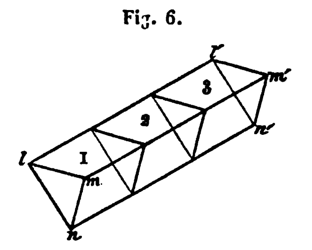
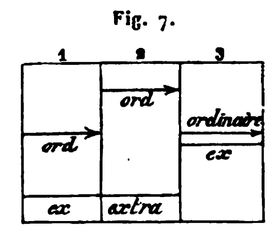


Fig. 7.



n'était pas ordinaire ; mais ne vaut-il pas mieux, pour établir l'absence d'un rayon ordinaire, avoir la brisure dans les deux images ? C'est l'effet que produit le remplacement du premier prisme de Fresnel par celui de la *fig.* 3, soit que l'image ij s'y dédouble, soit qu'elle reste unique, si, par hasard, AV, dans l'échantillon employé, au lieu de faire environ 12 degrés avec un des axes optiques, lui était parallèle.

M. Henri Soleil, auquel je me suis adressé pour la construction de ce nouveau biprisme, a réuni les deux appareils en associant au deuxième prisme de Fresnel, qui leur est commun, d'un côté le prisme 1 et de l'autre mon prisme 3. Je n'ai pas figuré les deux longs prismes isoscèles de verre, qui, juxtaposés aux faces $ll'nn'$, $mm'nn'$, font du tout un parallélépipède rectangle.

La *fig.* 7 montre la disposition des images dans les trois prismes, pour un œil qui regarde, au travers, une ligne lumineuse (l'arête réfringente des prismes de topaze étant en bas); les trois images supérieures sont les ordinaires moins réfractées, la vibration y a pour direction celle de l'arête nn' : un nicol à section principale normale à l'arête les éteint donc. On voit tour à tour les systèmes 1, 2 et 2, 3 en transportant l'œil à la démarcation des prismes.

Je termine en donnant la Table des déviations minima obtenues au goniomètre de Babinet sur les trois couples d'images, et de la séparation angulaire de leurs images; j'y ai joint, pour les deux premiers, les résultats du calcul. Les prismes isoscèles de verre ont l'indice moyen 1,5215. On a admis que, par raison de symétrie, lors de la déviation minima, les rayons cheminaient dans les prismes de topaze parallèlement à leurs bases.

		Déviations trouvées.	Différence.	Déviations calculées.	Différence.
1er prisme de Fresnel.	ordinaire..	10°.59′	0°.54′	11°.58′	0°.54′
	extraordin.	11.53		11. 4	
2e prisme de Fresnel.	ordinaire..	10.41	1.13	11.58	1.16
	extraordin.	11.54		10.42	
Mon prisme.	ordinaire..	11. 1	0.15	11. 4	» »
	extraordin.	11.16		» »	

DIVISION D'UNE ONDE SONORE PAR UNE FLAMME OU PAR UNE COUCHE DE GAZ CHAUD EN UNE ONDE RÉFLÉCHIE ET UNE ONDE TRANSMISE;

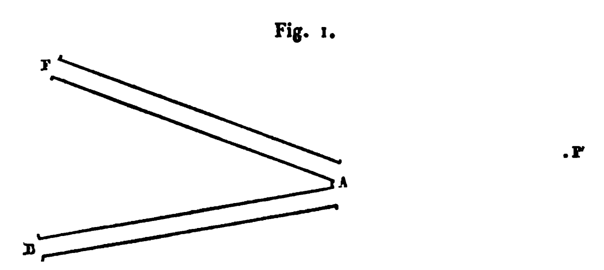
PAR M. JOHN COTTRELL,
Préparateur au laboratoire de Physique de l'Institution royale.

(*Proceedings of the Royal Society*, t. XXII, p. 190; 1874. — Traduit par M. BARTHOLOMEY.)

Le docteur Tyndall a démontré expérimentalement l'impuissance d'un son à traverser une atmosphère non homogène, et a

démontré que ce phénomène est dû aux réflexions partielles et successives qui s'opèrent à la surface des couches d'air ou de vapeur de différente densité. De nouvelles expériences ont été faites dans le but de mettre en évidence l'action de l'onde sonore réfléchie. De tous les moyens employés à cet effet, celui qui réussit le mieux est le suivant : une cloche vibrante renfermée dans une boîte matelassée est tournée de manière à envoyer une onde sonore à travers un tube d'étain BA (*fig.* 1), de 38 pouces de long et de 1 $\frac{3}{4}$ pouce

Fig. 1.



de diamètre, dans la direction de BF', et son action est manifestée par la violente agitation qu'elle imprime à une flamme sensible placée en F'. L'invisible couche de gaz chaud qui surmonte immédiatement la partie lumineuse d'une flamme d'un brûleur à gaz ordinaire en éventail s'élevait derrière l'extrémité du tube d'étain en A. Une partie de l'onde sonore était réfléchie à la sortie de cette couche, tandis que l'autre partie la traversait et n'affectait plus que faiblement la flamme sensible en F'.

La couche de gaz chaud était alors placée sous un angle tel que la partie réfléchie de l'onde sonore s'engageait dans un second tube d'étain AF de mêmes dimensions que le premier, et son action était rendue visible par l'agitation d'une seconde flamme sensible placée en F. Cette action continuait aussi longtemps que la couche de gaz chaud était interposée; mais, aussitôt qu'on la retirait, la flamme F' s'agitait violemment, tandis que la flamme F redevenait tranquille. Le même effet se produit quand on prend pour réflecteur la partie lumineuse de la flamme, mais, dans les expériences ci-dessus, la couche invisible a été seule employée.

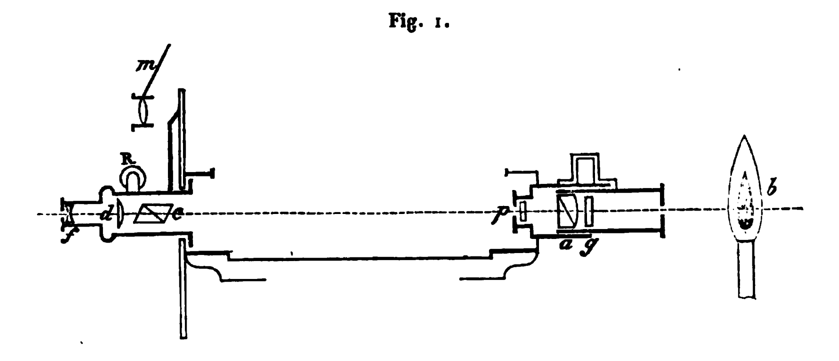
NOUVEAU SACCHARIMÈTRE;

PAR M. LAURENT.

(Société de Physique; séance du 13 février 1874.)

Tout saccharimètre se compose d'un polarisateur *a* (*fig.* 1) placé devant une flamme *b* et à une certaine distance; d'un analyseur *c*,

Fig. 1.



armé d'une petite lunette *df*. Entre les deux se place la dissolution qui a la propriété de faire tourner le plan de polarisation des rayons qui la traversent.

On peut diviser les saccharimètres en deux groupes : l'un, dans lequel le sucre est compensé par du quartz, comme dans le saccharimètre Soleil, et dont, par suite, l'emploi est restreint; l'autre, dans lequel on mesure directement l'angle de rotation et qui s'applique à toutes les substances. Les instruments exigent alors l'emploi d'une lumière monochromatique.

Je citerai le saccharimètre de Wild; celui à pénombres, que MM. Cornu et Duboscq ont construit en se fondant sur l'emploi du prisme Jellett.

Le point capital, dont dépend surtout la grande précision d'un instrument, consiste dans la disposition particulière qui permet d'apprécier, le plus exactement possible, le moment de l'extinction totale ou partielle.

Diverses dispositions plus ou moins compliquées, ou plus ou moins précises, ont été réalisées : je citerai la plaque à deux rotations et la

teinte sensible de M. Soleil; la bilame de spath de M. Prazmowski, qui supprime la teinte sensible; le prisme de Senarmont et celui de M. Jellett, etc.

La disposition toute nouvelle que j'emploie, dans l'appareil représenté (*fig.* 1) en coupe longitudinale, consiste en ceci; le système polarisant est composé de deux parties distinctes :

1° Un polariseur ordinaire *a*, nicol ou prisme biréfringent, pouvant tourner;

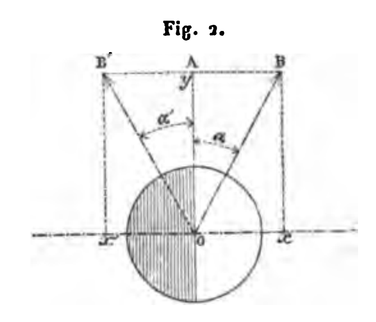
2° Un diaphragme fixe *p*, divisé en deux moitiés, dont une seule (*fig.* 2) est recouverte par une lame mince de gypse ou de quartz parallèle à l'axe et ayant l'épaisseur dite *d'une demi-onde.*

Placée à 45 degrés du plan de polarisation, entre deux nicols tournés à l'extinction, elle donne le jaune correspondant à la raie D du sodium.

L'explication suivante du rôle de cette lame mérite un peu d'attention.

La *fig.* 2 représente le diaphragme *p* (*fig.* 1) agrandi, et tel qu'on le voit dans la lunette. La moitié gauche est recouverte par la lame

Fig. 2.



de quartz dont l'axe est parallèle à la ligne de séparation OA, et la moitié droite laisse passer, sans la dévier, la lumière polarisée par le polariseur *a* (*fig.* 1).

Je supposerai d'abord le plan de polarisation parallèle lui-même à OA. Si l'on tourne alors l'analyseur *c* (*fig.* 1), on passera progressivement de l'extinction totale au maximum de lumière; mais les deux moitiés du disque seront toujours égales en intensité, exactement comme si la lame n'existait pas.

Cette lame est fixe, mais le polariseur est mobile. Je le fais tourner de manière que sa section principale vienne en OB (*fig.* 2), en fai-

sant avec l'axe OA un angle quelconque α. Soit alors une vibration s'accomplissant dans un plan représenté par sa trace OB. Cette vibration, que je représente en longueur par OB, peut se décomposer en deux autres, l'une Oy, parallèle à l'axe OA de la lame, et l'autre Ox perpendiculaire.

Cette vibration passera sans déviation du côté droit; mais, du côté gauche, elle sera déviée par la lame. L'ordonnée Oy, étant parallèle à son axe, ne changera pas de signe; mais l'abscisse Ox, qui lui est perpendiculaire, viendra en Ox' à 180 degrés, puisque la lame a une épaisseur d'une demi-onde; de sorte que, du côté gauche, la vibration se fera en OB', faisant avec l'axe OA un angle symétrique α' égal à α.

Si l'analyseur a sa section principale perpendiculaire à OB, il y aura extinction totale pour le côté droit, mais partielle pour le côté gauche, et réciproquement.

Quand elle sera perpendiculaire à l'axe OA, il y aura extinction partielle pour les deux côtés, et égalité de tons, puisque $\alpha = \alpha'$. En laissant l'analyseur fixe dans cette position, on peut, en tournant le polariseur, faire varier α de zéro à 45 degrés; on passe alors progressivement de l'extinction totale au maximum de lumière, et les deux côtés restent égaux entre eux.

Cet appareil donne donc d'une manière simple la solution générale de la question, à savoir, de rendre variable l'angle des sections principales de chacune des deux moitiés du diaphragme p, ce qui peut offrir certains avantages.

On peut d'abord faire facilement l'étude de l'angle fixe le plus convenable à donner dans des cas bien déterminés.

Pour les recherches, je ferai remarquer qu'il n'y a pas, à proprement parler, d'angle fixe particulier; car la précision dépend de deux choses qui tendent à se nuire : 1° un angle très-petit; 2° beaucoup de lumière. Or plus l'angle est faible, plus l'égalité de tons se fait près de l'extension totale, et moins il passe de lumière; alors, si l'on a affaire à une dissolution plus ou moins décolorée, et qui absorbe par conséquent plus ou moins de lumière, il ne restera presque plus rien : il faudrait donc augmenter l'intensité absolue de la lumière, ce qui est difficile, ou plutôt augmenter l'angle, ce qui est facile avec cet appareil. On pourra toujours se placer dans les conditions du maximum d'effet.

Cet appareil présente aussi quelques particularités mécaniques, mais sur lesquelles je n'insisterai pas, telles que les deux divisions, l'une en degrés du cercle, l'autre en centièmes de sucre, placées concentriquement à la partie supérieure et éclairées au moyen d'un miroir *m* (*fig.* 1). Le rappel au zéro est sans jeu, l'appareil équilibré et rendu très-stable, etc.

J.-W. DRAPER. — Researches in actino-chemistry. On the distribution of chemical force in spectrum (Recherches d'actino-chimie; distribution de l'action chimique dans le spectre); *American Journal*, 3[e] série, t. V, p. 25 et 91.

Dans un grand nombre d'ouvrages de Physique, quand on parle des différentes propriétés des rayons solaires, on reproduit trois courbes que l'on donne comme représentant les spectres calorifique, lumineux et chimique. Le spectre chimique, par exemple, se composerait exclusivement des rayons les plus réfrangibles. Selon M. Draper, c'est là une erreur, et il essaye de prouver : 1° que tous les rayons peuvent être également actifs selon la substance impressionnée; 2° que les modifications qu'un rayon peut imprimer à une substance donnée sont déterminées par le pouvoir absorbant de cette substance.

Pour montrer que tous les rayons peuvent agir chimiquement, il suffit de passer en revue la liste des corps auxquels la lumière peut faire éprouver quelques modifications.

1° Composés d'argent. On sait qu'une plaque d'argent exposée aux vapeurs d'iode *dans une obscurité absolue* se recouvre d'une couche d'iodure qui n'est impressionnée que par les rayons les plus réfrangibles; c'est même cette action qui, considérée à l'exclusion de toutes les autres, a amené l'idée fausse sur laquelle repose la considération du spectre chimique.

Mais si la plaque, avant de recevoir l'impression du spectre solaire, a d'abord été soumise à l'action d'une faible lumière diffuse, on sait que tout le spectre s'y imprime depuis les raies ultra-rouges α, β, γ jusqu'aux rayons ultra-violets, ce qui prouve déjà, sans insister plus longtemps pour le moment sur ce point, que tous les rayons lumineux peuvent agir, même sur l'iodure d'argent.

2° Pour les bitumes et les résines, et en particulier pour le bi-

tume de l'Inde (West-India bitumen), la preuve est encore plus évidente, car une plaque de verre recouverte d'une dissolution de ce bitume dans de la benzine et exposée à l'action d'un spectre, puis révélée à l'aide d'un mélange d'alcool et de benzine, donne une épreuve où toutes les parties du spectre sont également imprimées, *et de la même manière*, depuis la raie A jusqu'au delà de la raie H.

3° Si l'on soumet à l'action de la lumière soit des plantes vertes, qui décomposent alors l'acide carbonique, soit des plantes étiolées qui verdissent, on trouve que les rayons les plus efficaces sont les mêmes dans les deux cas, et qu'ils sont compris entre les raies B et F : ce sont principalement les rayons jaunes avec un peu d'orangé et de vert. On peut le montrer facilement en faisant passer la lumière à travers une dissolution de sulfate de cuivre ammoniacal ou de bichromate de potasse; dans le premier cas, les rayons n'exercent plus aucune action; dans le second, ils conservent toute leur activité.

4° Un grand nombre de couleurs végétales sont détruites par l'exposition prolongée à la lumière; quelques-unes d'entre elles le sont exclusivement par les rayons rouges, orangés et jaunes.

5° La combinaison d'un mélange de chlore et d'hydrogène peut être déterminée par tous les rayons du spectre, et le maximum d'activité se trouve dans l'indigo.

6° Les jeunes pousses des plantes ont une tendance à se diriger vers la lumière, et si l'on fait tomber sur elles un spectre, on les voit toutes se diriger vers l'indigo.

Enfin la dissolution de chlorophylle dans l'éther est décolorée par les rayons rouges, bleus et violets, tandis que les rayons jaunes sont sans action; or ce sont justement ces derniers dont l'influence déterminait la production de la chlorophylle. Il semble donc que les couleurs végétales soient détruites par les rayons complémentaires de ceux qui les ont produites.

On pourrait multiplier indéfiniment ces exemples; mais ce qui a été dit suffit à prouver amplement la première assertion de M. Draper, que *tous* les rayons lumineux peuvent exercer une action chimique.

Le second point que cherche à établir M. Draper est que les rayons actifs sur une substance donnée sont précisément ceux pour les-

quels cette substance est douée de pouvoir absorbant. Il prend pour cela deux exemples bien connus, l'action de la lumière sur l'iodure d'argent et sur le mélange de chlore et d'hydrogène.

1° Décomposition de l'iodure d'argent. Il nous suffira, pour ce cas, de citer l'expérience suivante, qui est tout à fait démonstrative :

On sait qu'une lame d'argent exposée aux vapeurs d'iode se recouvre d'une couche d'iodure qui passe successivement par les couleurs suivantes : jaune citron, jaune d'or, rouge, bleu, lavande, aspect métallique, jaune foncé, rouge, vert. Toutes ces couches sont sensibles, mais le maximum de sensibilité a lieu pour le jaune d'or.

On prépare alors deux plaques, l'une au jaune d'or, l'autre que l'on protége successivement de l'iode par une série d'écrans, de façon qu'elle se compose de bandes présentant en ordre toutes les teintes.

La lumière tombe directement sur cette dernière plaque et se réfléchit sur elle avant de rencontrer la seconde. Sur cette dernière il n'y a guère d'impression que sur les parties qui correspondent aux bandes métallique et bleue de la première, c'est-à-dire à celles qui ne sont pas attaquées ; ces dernières n'absorbent donc pas la lumière et ne font que la réfléchir. On en conclut que la couche jaune n'est sensible que parce qu'elle absorbe la lumière, tandis que les couches métallique et bleue sont insensibles parce qu'elles ne font que la réfléchir.

2° Combinaison du chlore et de l'hydrogène. Il est facile de montrer que les rayons qui déterminent la combinaison sont justement ceux que le chlore absorbe ; en effet, si l'on place un tube à gaz contenant des volumes égaux de chlore et d'hydrogène, au milieu d'une grande cloche pleine de chlore, on peut exposer le tout au grand jour sans crainte d'explosion. L'explosion, au contraire, est immédiate, si la grande cloche ne contient que de l'air.

M. Draper fait encore l'expérience de la manière suivante : on remplit d'un même mélange de chlore et d'hydrogène d'abord un vase carré, puis un second flacon servant d'actinomètre. Si la lumière d'une lampe traverse le premier flacon avant de tomber sur l'actinomètre, la combinaison se fait dans le premier flacon, et est presque insensible dans le second. Elle est, au contraire, très-rapide si

l'on supprime le premier flacon ou si on le remplit simplement d'air.

Le second théorème de M. Draper se trouve donc démontré sur deux phénomènes inverses, l'un de décomposition (sels d'argent), l'autre de combinaison (chlore et hydrogène). L'auteur dit encore l'avoir vérifié pour un phénomène de dissociation, avec l'oxalate de sesquioxyde de fer. Il est certainement regrettable que la crainte d'allonger son Mémoire l'ait empêché de donner quelques détails sur ce dernier cas.

Pour terminer, M. Draper résume son premier Mémoire et celui dont nous donnons aujourd'hui un extrait, par les conclusions suivantes :

1° La concentration de chaleur que l'on observe dans la partie la moins réfrangible du spectre produit par un prisme n'est due qu'à une action spéciale du prisme, et n'existe nullement dans le spectre de diffraction.

2° La quantité de chaleur que possèdent les deux moitiés du spectre est la même, et la chaleur se distribue uniformément dans toute l'étendue du spectre. Les rayons de différentes longueurs d'onde, lorsqu'ils sont éteints complétement en tombant sur une surface, produisent la même quantité de chaleur, quelle que soit leur longueur d'onde, pourvu toutefois qu'ils ne produisent en même temps aucun effet chimique.

3° L'activité chimique n'est pas seulement propre aux rayons les plus réfrangibles; elle appartient à tous les rayons sans exception.

4° L'effet chimique observé est intimement lié au pouvoir absorbant des corps, les radiations actives étant précisément celles qui sont absorbées par le corps impressionné.

5° Les courbes employées généralement pour figurer la répartition dans le spectre de la chaleur, de la lumière et de l'action chimique, ne peuvent que donner des idées fausses. La courbe de la chaleur ne représente que l'action propre du prisme et non une propriété des radiations calorifiques; la courbe d'action chimique ne représente qu'un cas tout particulier, l'action de la lumière sur certains sels d'argent.

A. Angot.

F. RUDORFF. — Ueber die Löslichkeit von Salzgemischen (Sur la solubilité des mélanges de sels); *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 555; 1873 (¹).

Dans ce second Mémoire, l'auteur étudie les mélanges de sels différant par l'acide et par la base, et il se propose spécialement de résoudre cette question : La dissolution saturée d'un mélange de deux sels est-elle, oui ou non, identique à la dissolution saturée du mélange inverse des deux sels qui peuvent résulter des deux premiers par double décomposition?

Mais, d'abord, un mélange de deux sels ne peut pas toujours fournir une solution saturée. Tous les mélanges rangés dans le second groupe du premier Mémoire sont incapables de donner une solution saturée; par conséquent, si l'on considère des couples de mélanges inverses, il pourra se faire que ni l'un ni l'autre des deux mélanges ne soit apte à donner une solution saturée; tels sont les couples :

Nitrate de potasse et sulfate d'ammoniaque,
Sulfate de potasse et nitrate d'ammoniaque;

Sulfate de soude et chlorure d'ammonium,
Sulfate d'ammoniaque et chlorure de sodium;

Sulfate de potasse et nitrate de soude,
Sulfate de soude et nitrate de potasse.

Il se peut, au contraire, que l'un des deux mélanges donne une solution saturée; il y a alors lieu de se demander si le mélange inverse peut aussi donner une solution saturée, et si cette solution est identique à celle fournie par le premier mélange.

Prenons par exemple les deux mélanges inverses :

Nitrate de potasse et chlorure d'ammonium,
Nitrate d'ammoniaque et chlorure de potassium.

Le premier mélange donne avec l'eau une solution saturée dont la composition est indépendante des proportions du mélange, à condition, bien entendu, que chacun des sels soit employé en quantité suffisante pour laisser un résidu. L'expérience montre au contraire

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. II, p. 366.

que le mélange inverse, nitrate d'ammoniaque et chlorure de potassium, ne donne pas une solution de composition constante, que, suivant les proportions du mélange, l'un ou l'autre des sels employés domine dans la solution, en un mot que l'on n'a jamais ici une vraie solution saturée; aussi, tandis qu'avec les solutions saturées du premier mélange l'addition de l'un ou de l'autre des deux sels constitutifs du mélange n'amène aucune modification dans la composition de la liqueur et ne donne lieu par suite à aucun phénomène thermique, il n'en est pas de même avec les solution du mélange inverse, nitrate d'ammoniaque et chlorure de potassium : l'addition d'une certaine quantité de chlorure de potassium amène une élévation, et l'addition de nitrate d'ammoniaque un abaissement de température. En outre, les solutions saturées du premier mélange, insensibles à l'addition de l'un des sels de ce mélange, sont affectées par le chlorure de potassium et le nitrate d'ammoniaque, et dans le même sens que l'était tout à l'heure le second mélange, tandis que le salpêtre et le sel ammoniac sont sans action sur les solutions de ce second mélange. Ne faut-il pas conclure de là que, dans les solutions de chlorure de potassium et de nitrate d'ammoniaque, il se produit une conversion des deux sels employés en salpêtre et sel ammoniac? Les solutions saturées de ces deux nouveaux sels ne peuvent plus dès lors en dissoudre la moindre quantité; tandis que les solutions du premier mélange peuvent encore prendre des quantités notables de chlorure de potassium ou de nitrate d'ammoniaque, avec élimination, cela va sans dire, d'une quantité correspondante de l'un des sels dissous.

L'auteur s'est assuré par une autre série d'expériences de la double décomposition qui se produit, en présence de l'eau, entre le nitrate d'ammoniaque et le chlorure de potassium. Des poids égaux de mélange *normal* (mélange dans lequel les sels constituants entrent avec des poids proportionnels à leurs équivalents) de nitrate de potasse et de chlorure d'ammonium et de mélange normal inverse donnent avec un même poids d'eau, insuffisant à tout dissoudre, des solutions identiques quant à leur composition élémentaire; mais le phénomène thermique accompagnant la formation de cette solution n'est pas le même pour les deux mélanges. L'observation exacte de la variation de température dans l'un et l'autre cas permet même de reconnaître que dans le second cas il y a eu conversion du mé-

lange nitrate d'ammoniaque et chlorure de potassium en salpêtre et sel ammoniac; car le résidu salin de chacune des deux solutions, lentement évaporé à la température ordinaire, redonne, en se dissolvant dans l'eau, un abaissement de température qui est exactement le même pour les deux résidus et le même que celui que donnerait un poids égal du premier mélange.

Ajoutons encore que cette double décomposition n'est pas nécessaire pour que chacune des dissolutions des deux mélanges inverses se comporte d'une manière différente en présence des éléments du mélange même qui a servi à la former. Prenons en effet le mélange nitrate de potasse et nitrate d'ammoniaque avec lequel l'addition de l'un des sels du mélange amène de même, comme nous l'avons déjà vu, le déplacement de l'autre (et cela bien qu'avec ce mélange il n'y ait pas de double décomposition possible); ce déplacement est accusé dans chaque cas par une variation de température, positive dans l'un des cas, négative dans l'autre, exactement comme dans l'exemple précédent. Le thermomètre dénonce donc tout changement dans la nature de la solution, tout déplacement d'un sel par l'autre, quand même il n'y a pas double décomposition chimique.

L'exemple que nous avons choisi fait nettement comprendre la méthode suivie par l'auteur dans ces recherches délicates. Il a opéré de même sur les couples de mélanges suivants; le premier mélange de chaque couple se comporte comme le mélange salpêtre et sel ammoniac, le second présente au contraire les propriétés du mélange inverse, chlorure de potassium et nitrate d'ammoniaque :

Sulfate de potasse et chlorure d'ammonium,
Chlorure de potassium et sulfate d'ammoniaque;

Sulfate de potasse et chlorure de sodium,
Sulfate de soude et chlorure de potassium;

Nitrate de potasse et chlorure de sodium,
Chlorure de potassium et nitrate de soude;

Nitrate de soude et chlorure d'ammonium,
Chlorure de sodium et nitrate d'ammoniaque.

Les recherches qui précèdent sur les dissolutions des sels à bases différentes et à acides différents montrent que les couples de mélanges salins inverses, mis en contact avec une quantité d'eau insuf-

fisante pour les dissoudre, ne donnent pas de solutions identiques pour les deux mélanges d'un même couple.

En est-il encore de même quand, au lieu de chercher à obtenir des solutions saturées, on prépare au contraire des solutions très-étendues? D'après MM. Favre et Valson [1], nous devons penser qu'alors la solution, contenant les sels dissociés, a, dans tous les cas, une composition identique. C'est ce que l'auteur a vérifié par une méthode nouvelle, la détermination des points de congélation de ces solutions de mélanges normaux inverses. Il a ainsi trouvé les points de congélation suivants :

4^{gr} du mélange ($AzO^6K + ClAzH^4$)	dans 40^{gr} d'eau	.....	$-3^\circ,35$
6 »	»	.....	$-4^\circ,70$
4 du mélange ($ClK + AzO^6AzH^4$)	»	.....	$-3^\circ,30$
6 »	»	.....	$-4^\circ,70$

De ces déterminations et de déterminations analogues sur les sels du dernier couple (nitrate de soude et chlorure d'ammonium, chlorure de sodium et nitrate d'ammoniaque), il résulte que les dissolutions salines très-étendues, de même composition élémentaire, se comportent de même relativement à leur point de congélation : il est donc probable que les éléments s'y trouvent non-seulement en même proportion, mais encore dans le même état d'équilibre.

VIOLLE.

E. MACH. — Ueber die Stefan'schen Nebenringe am Newton'schen Farbenglase (Sur les anneaux supplémentaires aux anneaux colorés de Newton, décrits par Stefan, et quelques phénomènes d'interférence voisins); *Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 625.

Stefan a décrit un système d'anneaux que l'on observe dans l'espace incolore au delà des anneaux de Newton, quand on recouvre la moitié de la pupille avec une feuille de mica. Les rayons interférents, auxquels l'appareil a déjà communiqué une différence de marche A, sont divisés par le mica en deux faisceaux, et celui qui traverse la lame mince acquiert un nouveau retard B. On a donc à

(1) *Voir* même tome, p. 90.

considérer quatre systèmes de rayons, parmi lesquels il en est deux qui ont une différence de marche égale à A — B; ces derniers peuvent interférer, alors même que A est trop grand pour produire un phénomène d'interférence visible, pourvu que A — B soit suffisamment petit. C'est à ces rayons que Stefan attribue la production des anneaux supplémentaires.

A un autre point de vue, on peut considérer la lumière qui émane de l'appareil de Newton comme une lumière dans laquelle certaines couleurs sont éteintes. Une deuxième interférence, indépendante de la première, peut y éteindre de nouvelles couleurs, de telle sorte que, si l'on observe le spectre de cette lumière, on y reconnaîtra deux systèmes de bandes sombres, l'une correspondant à la différence de marche A, l'autre à la différence de marche B. Les deux systèmes de bandes, disposés l'un par rapport à l'autre comme les divisions d'une règle et de son vernier, offriront, pourvu que A — B soit assez petit, un phénomène analogue aux battements acoustiques, et la lumière pourra se trouver colorée par la superposition de deux systèmes, incapables par eux-mêmes de produire aucune coloration.

Étant donnée une couleur d'interférence d'ordre élevé qui ne se distingue plus du blanc, on pourra la ramener, d'après ces principes, à un ordre inférieur, à la condition d'éteindre de nouvelles couleurs, avant ou après l'interférence, d'une manière qui reproduit presque identiquement la même extinction. On y parviendra :

1° *Par une nouvelle interférence.* — Si l'on place entre deux nicols N_1 et N_2 une plaque de quartz épaisse parallèle à l'axe, entre N_2 et un troisième nicol N_3 un autre quartz d'épaisseur presque égale, à faces légèrement inclinées, le système montre des franges mates qui correspondent à la différence des deux quartz. Il en est de même si l'on projette sur un écran une image réelle du système $N_1Q_1N_2$, et qu'on l'observe à travers le système $N_3Q_2N_4$. Enfin deux quartz perpendiculaires à l'axe, trop épais pour montrer les couleurs de la polarisation rotatoire, fournissent des couleurs par ce procédé.

2° *Par une absorption.* — Si l'on produit les anneaux de Newton avec la lumière qui a traversé un vase rempli de vapeurs d'acide hypoazotique, on voit apparaître les anneaux supplémentaires, mais avec des couleurs différentes de celles des anneaux de

Newton, parce que les bandes sombres de l'acide hypoazotique ne sont pas disposées dans le même ordre que celles du spectre des couleurs newtoniennes. On peut remplacer les vapeurs nitreuses par une solution faible de didyme, ou par un verre de didyme, ou bien tout simplement par une solution de permanganate de potasse dans l'huile d'olive.

3° *Par un procédé purement mécanique.* — On reçoit un faisceau de rayons parallèles sur un prisme, au delà duquel on place un réseau grossier avec ses fentes parallèles à l'arête réfringente, et à une distance telle que le réseau, regardé à travers le prisme, paraisse entièrement blanc, excepté vers les bords. Les traits obscurs du réseau éteignent mécaniquement certaines couleurs par leur interposition, et, si l'on reçoit la lumière ainsi modifiée sur l'appareil de Newton, on voit apparaître les anneaux supplémentaires; on voit aussi des franges à travers un quartz épais, parallèle à l'axe interposé entre deux nicols, derrière le réseau. Dans ce dernier cas, on peut se convaincre que les franges obtenues ne sont pas les franges de diffraction du réseau, car la rotation de la lame de quartz entraîne la rotation des angles, et son ablation les fait disparaître.

E. Bouty.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCES AND ARTS.

(2e SÉRIE, TOME IV; 1873.)

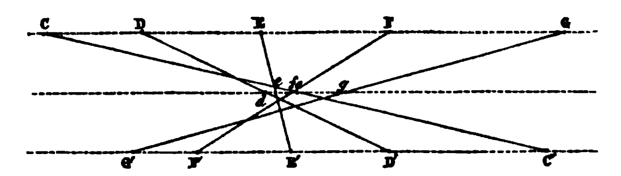
Ogden G. ROOD. — Sur un micromètre oculaire d'emploi commode dans les spectroscopes, p. 44.

Ce micromètre se compose simplement d'une petite plaque circulaire que l'on a coupée en deux; sur le bord rectiligne d'une des moitiés, on grave à la machine une division au $\frac{1}{4}$ ou au $\frac{1}{5}$ de millimètre, et on l'introduit dans l'oculaire de la lunette. Dans le tube de la lunette, entre l'œil et le micromètre, on pratique une petite ouverture destinée à éclairer les divisions, soit avec la lumière diffuse du jour, soit avec une petite lampe assez éloignée.

Ce micromètre a l'avantage de pouvoir servir également pour les recherches faites avec les prismes ou avec les réseaux.

OGDEN N. ROOD. — Sur un spectre secondaire de très-grande dimension et sur le moyen de construire graphiquement ces spectres, p. 172.

On sait que les spectres secondaires apparaissent quand un rayon de lumière blanche passe à travers deux prismes que l'on a choisis de manière à approcher le plus possible de l'achromatisme. Ces spectres sont dus à ce que la dispersion des deux prismes n'est pas la même pour les différentes couleurs. M. O. Rood obtient des spectres de cette sorte en employant deux prismes de dispersions très-inégales, ou mieux encore un réseau et un prisme de flint ou à sulfure de carbone.



Dans de tels spectres, l'ordre de succession des couleurs peut être partiellement interverti; mais on peut toujours prévoir le spectre résultant et le tracer graphiquement au moyen de la construction suivante : sur deux lignes parallèles, on indique la portion de raies des deux spectres en ayant soin de renverser l'un des spectres. On joint deux à deux les raies correspondantes. Si maintenant on mène une parallèle aux deux lignes primitives et au milieu de leur intervalle, la position de chaque raie dans le spectre secondaire est l'intersection de cette ligne et de celle qui joint les deux positions de la même raie dans les spectres primitifs.

Ainsi, dans les spectres secondaires CDEFG, C'D'E'F'G', l'ordre de succession des raies serait *defcg*.

PROF. FOOTE. — Sur une modification de la pompe de Jagn, p. 360.

HENRY DRAPER. — Photographie du spectre des réseaux, p. 401.

A.-M. MAYER. — Sur le changement de dimensions que l'aimantation fait éprouver aux barreaux de fer et d'acier; augmentation de la capacité intérieure de cylindres creux de fer (2e Partie).

H.-A. ROWLAND. — Sur la perméabilité magnétique et le maximum d'aimantation du fer, de l'acier et du nickel.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1873.

(FIN.)

A. TOEPLER. — Niveau à miroir, p. 106.

Un petit miroir plan, argenté, est suspendu par deux de ses angles à deux fils de cocon. Il est renfermé dans une petite cage de verre, dont les parois sont très-voisines du miroir; dans ces conditions, le miroir cesse d'osciller sous l'influence des secousses et des courants d'air. On dirige sur ce miroir une lunette, et l'on fait en sorte que les fils du micromètre coïncident avec leur image réfléchie. La coïncidence persiste, si l'on fait tourner tout le système autour d'un axe vertical, ce qui donne un moyen très-précis de reconnaître la verticalité de cet axe, ou l'horizontalité de l'axe de la lunette.

STEFAN. — Expériences sur l'évaporation, p. 162 et 174.

Un liquide est renfermé dans les branches verticales d'un tube en T; la branche horizontale est traversée par un courant de gaz. La vitesse d'évaporation est inverse de la distance du niveau à l'extrémité du tube, indépendante du diamètre, proportionnelle à $\log \frac{P}{P-p}$, P étant la force élastique de l'air, et p la tension maximum de la vapeur. L'évaporation dans l'hydrogène est quatre fois plus rapide que dans l'air.

Si l'on plonge dans l'éther l'extrémité ouverte d'un tube fermé, plein d'air, il en sort des bulles, et au début les intervalles de temps correspondant au même nombre de bulles sont entre eux comme les nombres impairs.

L'auteur déduit ces lois expérimentales des équations différentielles qui expriment le mouvement d'un gaz au travers d'un autre gaz.

C. PUSCHL. — Relation qui existe entre l'absorption et la réfraction de la lumière, p. 4. — Sur le mouvement de la lumière dans un milieu en mouvement, p. 177.

Considérations purement théoriques. La lumière se transmet, d'après l'auteur, dans un corps transparent, en partie par l'éther

interposé, en partie par les atomes du corps qui seuls en retardent la marche. L'absorption provient de la réflexion de la lumière à la surface des atomes. Un rayon fortement absorbé doit être fortement réfléchi et subir une réfraction anormale. L'éther interposé, identique à celui qui remplit l'espace, ne participe pas au mouvement des corps.

V. DVORAK. — Sur la vitesse du son dans un mélange de gaz, p. 186.

Si l'on mélange à volumes égaux deux gaz de densités d, d', $V = \sqrt{\frac{2}{d+d'}}$. L'auteur a vérifié cette formule en employant la méthode de M. Kundt.

F. ESNER. — Maximum de densité de l'eau, p. 188.

En employant la méthode de Rumford et se servant de piles thermo-électriques, l'auteur trouve $+3^\circ{,}945$ pour la température du maximum de densité de l'eau.

E. MACH ET FISCHER. — Expériences sur la réflexion et la réfraction du son, p. 11

Le son se comporte comme la lumière si les surfaces réfléchissantes ou réfringentes sont très-grandes par rapport à la longueur d'onde, ou si les surfaces d'ondes sont fermées.

E. MACH. — Mémoire sur les anneaux colorés secondaires de Stefan et sur le moyen de les réaliser en écartant certains rayons simples du faisceau incident, soit par absorption, soit mécaniquement, p. 50.

E. MACH. — Mention d'expériences relatives à la rotation du plan de polarisation sous l'influence d'un électro-aimant, faites à l'aide d'une tige de verre qui vibre entre les pôles de l'aimant, p. 186.

A. TOEPLER. — De l'emploi de la résistance de l'air dans les instruments de mesures, p. 106.

Déjà analysé dans ce Journal.

E. GRIPON.

EXPÉRIENCES DE GALILÉE SUR LA PESANTEUR.

(Extrait d'une Lettre de M. Wolff.)

... (¹) Le très-intéressant article de M. Thurot sur Galilée, que m'apporte le dernier numéro du *Journal de Physique* contient la phrase suivante : « Viviani rapporte que... Galilée démontra par des expériences répétées faites du haut

(¹) Nous insérons cette Lettre après avis de M. Thurot, qui trouve exacte la rectification de M. Wolff.

du clocher de Pise, en présence... Ce témoignage de Viviani, le seul authentique que l'on possède sur ces expériences de Galilée, fait voir que c'est à tort qu'on a dit que ces expériences avaient été faites du haut de la tour penchée de Pise, etc... »

Cette dernière assertion de M. Thurot me paraît bien hasardée. Le clocher de Pise n'est-il pas en effet le Campanile ou la tour penchée que l'on admire près du Dôme, et qui contient les sept grandes cloches de l'église? Si mes souvenirs sont exacts, je ne vois à Pise aucune autre tour du haut de laquelle auraient pu être faites les expériences de Galilée. Il faut se rappeler qu'en Italie, comme en Espagne, les clochers sont très-souvent séparés des églises : ainsi le Campanile du Giotto à Florence ; ainsi, à Castellon de la Plana, pour rester dans le domaine des souvenirs scientifiques, le clocher du haut duquel Méchain, puis Biot et Arago firent leurs observations pour la détermination de la méridienne prolongée ; ainsi encore en France les clochers de certaines églises romanes.

Je ne crois donc pas qu'il y ait rien à changer à la tradition....

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 8 *mai* 1874.

M. Clamond met sous les yeux de la Société des piles thermo-électriques formées par des lames de fer et par un alliage spécial : ces piles sont d'une constance remarquable et fonctionnent à l'aide de la chaleur fournie par la combustion du gaz d'éclairage et ne dépensent qu'un prix minime par heure.

M. Bertin exécute ensuite devant la Société un grand nombre d'expériences de projection à l'aide d'un appareil construit par M. Duboscq : les dispositions ont été combinées de telle sorte, que la plupart des expériences d'optique peuvent être facilement projetées ; les plus intéressantes se rapportent aux phénomènes de polarisation sous toutes les formes convenables pour faciliter l'enseignement.

Séance du 22 *mai* 1874.

La parole est donnée à M. Gayon, qui répète sous les yeux de la Société une expérience de M. Gay destinée à montrer l'énorme dilatation d'un fil de platine lors de son passage de la température ordinaire à la température au rouge vif.

M. Jamin expose ensuite des recherches sur le magnétisme : il montre comment il est parvenu à mesurer la quantité totale de magnétisme d'un barreau aimanté. La conclusion à laquelle il est parvenu peut se résumer en un énoncé très-simple : la quantité totale de magnétisme que peut acquérir un barreau dans des circonstances données est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle à la section centrale du barreau.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome II. — Mai 1874.

L. Joulin. — *Recherches sur l'électricité produite dans les actions mécaniques*, p. 5.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVII. — Mai 1874.

G. Quincke. — *Détermination de l'angle d'incidence principal et de l'azimut principal pour les différentes raies de Fraunhofer*, p. 321.

James Dewar. — *Sur les constantes physiques de l'hydrogénium*, p. 334.

F. Kohlrausch. — *Détermination de la valeur absolue de l'unité de résistance de Siemens*, p. 342.

William B. Carpenter. — *Sur les causes physiques des courants de l'Océan*, p. 359.

F. Kohlrausch. — *Baromètre de variation*, p. 362.

Annales de Poggendorff.

Tome CLI. — N° 3. — Année 1874.

H. Draper. — *Photographie du spectre de diffraction et détermination de la longueur d'ondes des rayons ultra-violets*, p. 337.

H. Herwig. — *Conductibilité de la vapeur mercurielle pour le courant galvanique*, p. 350.

O. Grotian. — *Conductibilité de l'acide sulfurique et de l'acide chlorhydrique à diverses températures*, p. 378.

F.-C.-G. Muller. — *Recherches sur la polarisation galvanique et sur le partage du courant entre les électrolytes* (fin), p. 398.

P.-A. Siljeström. — *Recherches préliminaires sur la relation entre les changements de densité et d'élasticité des gaz sous des pressions inférieures à une pression atmosphérique*, p. 451.

L. Boltzmann. — *Détermination expérimentale du pouvoir diélectique d'un isolateur*, p. 482.

F. Kessler. — *Sur un spectroscope simple entyoptique*, p. 507.

H. Baumhauer. — *Hémimorphisme du sucre de canne*, p. 510.

A. Winkelmann. — *Avis sur le Mémoire intitulé : « Sur la chaleur de mélange et la chaleur spécifique des mélanges liquides »*, p. 512

CONSÉQUENCES DE LA FORMULE DE FRESNEL RELATIVE A L'ENTRAINEMENT DE L'ÉTHER PAR LES MILIEUX TRANSPARENTS;

Par M. A. POTIER.

On connaît l'importante expérience par laquelle M. Fizeau a démontré l'exactitude de l'hypothèse de Fresnel, relative à l'entraînement des ondes lumineuses par la matière pondérable. Tout se passe comme si l'éther, au lieu d'être entraîné par les corps transparents avec la vitesse u (1), était entraîné seulement avec la vitesse $u\left(1-\frac{1}{n^2}\right)$, n étant l'indice du corps; de sorte que, si v est la vitesse de propagation dans le corps en repos, $v+u\left(1-\frac{1}{n^2}\right)$ est la vitesse dans le corps en mouvement.

Si, au lieu de considérer la vitesse absolue de propagation, on cherche la valeur de cette vitesse par rapport au corps lui-même, il faut retrancher u de cette vitesse absolue, ce qui donne $v-\frac{u}{n^2}$ pour la vitesse relative, ou $\frac{l}{v-\frac{u}{n^2}}$ pour le temps que met la lumière à traverser l'épaisseur l du corps. En négligeant les quantités de l'ordre $\left(\frac{u}{v}\right)^2$, ce temps peut encore s'écrire $\frac{l}{v}+\frac{lu}{n^2v^2}$, ou $\frac{l}{v}+\frac{lu}{V^2}$; c'est-à-dire que, si un corps se meut, le temps que met la lumière à parcourir la distance l de deux points A et B appartenant à ce corps est augmenté de $\frac{lu}{V^2}$ par le fait du mouvement, u étant la composante de la vitesse du corps suivant la droite AB, V étant la vitesse de propagation de la lumière dans le vide.

Sous cette forme, la formule de Fresnel, débarrassée de l'indice du corps transparent, devient indépendante de la dispersion, et même de la double réfraction, et conduit immédiatement à une conséquence importante que M. Veltmann a le premier, je crois, fait ressortir (2), et qui est la suivante : le mouvement d'un système de

(1) u est la composante, suivant le rayon, de la vitesse des corps.

(2) *Astronomische Nachrichten*, Bd. 75 et 76; *Poggendorff Annalen*, Bd. CL, p. 497.

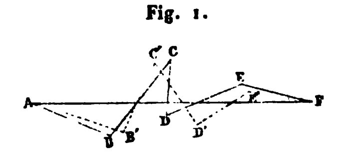
corps n'a aucune influence sur les phénomènes d'interférence, si la source et l'observateur sont entraînés dans le même mouvement.

Avant d'établir théoriquement cette proposition, je crois utile de montrer d'abord comment l'énoncé modifié de la formule de Fresnel conduit immédiatement aux lois de la réflexion et de la réfraction des rayons apparents.

On sait que, dans la théorie des ondulations, un rayon lumineux est défini par cette condition que le temps mis par la lumière à se propager d'un point à l'autre de ce rayon soit un minimum : Verdet a particulièrement insisté sur ce point ([1]). Cette définition est indépendante de la nature de la surface d'onde et des réflexions et réfractions subies par la lumière.

Soit ABCDEF (*fig.* 1) la trajectoire d'un rayon lumineux qui a subi en BCDE des réflexions ou réfractions dans des milieux au

Fig. 1.



repos : le temps mis par la lumière pour accomplir ce trajet est moindre que le temps demandé par un trajet infiniment voisin quelconque AB'C'D'E'F ayant mêmes extrémités.

Supposons maintenant qu'un mouvement commun de vitesse u soit imprimé à tout le système ; désignons par l, l', l'' les différentes sections AB, BC, etc. du trajet, par φ, φ', φ'' les angles de leurs directions avec la vitesse u. D'après ce qui a été dit plus haut, la durée de chacun de ces trajets est augmentée de $\frac{lu\cos\varphi}{V^2}$, $\frac{l'u\cos\varphi'}{V^2}$, ... ; de sorte que la durée totale est augmentée de $\frac{u}{V^2}(l\cos\varphi + l'\cos\varphi' \ldots)$. La quantité entre parenthèses n'est autre chose que la projection de AF sur la direction de la vitesse u ; si L désigne cette projection, la durée totale est augmentée de $\frac{Lu}{V^2}$. Il est évident d'ailleurs que la durée du trajet AB'C'D'E'F est augmentée exactement de la même

([1]) Voir *Cours de Physique de l'École Polytechnique.*

quantité; par suite, si le trajet ABCDEF est celui de durée minima au repos, il est également celui de durée minima pendant le mouvement, et la marche du rayon lumineux par rapport aux corps qui participent à ce mouvement n'est pas altérée par la vitesse de celui-ci.

La proposition de M. Veltmann est maintenant facile à démontrer. Quels que soient les chemins suivis par la lumière pour aller de A en F, l'effet du mouvement est d'augmenter la durée des trajets de la même quantité $\frac{Lu}{V^2}$; les différences de phase de deux rayons qui auraient suivi deux trajets différents seront donc inaltérées.

Les expériences par lesquelles M. Mascart (1) a montré que les déviations des réseaux, les interférences de l'onde ordinaire et de l'onde extraordinaire d'un spath, la rotation du plan de polarisation par un quartz étaient indépendantes de la direction des rayons lumineux par rapport au mouvement de la Terre, sont des vérifications très-délicates de ces propositions.

L'expérience d'Arago, qui a montré que la déviation apparente, par un prisme, des rayons émanés d'une étoile était également indépendante de la direction du mouvement de la Terre, rentre dans la première proposition; car il est indifférent de considérer l'étoile, source de lumière, comme fixe, ou bien comme liée au système du prisme et de l'observateur, et dans la direction des rayons apparents que ce dernier reçoit. La même explication s'applique encore à l'égalité, démontrée par de récentes expériences de Greenwich, de l'aberration dans une lunette pleine d'eau, ou pleine d'air; dans les deux cas, les variations de position de l'image de l'étoile sont uniquement déterminées par les variations des rayons apparents qu'elle envoie à la Terre.

Tant que l'on suppose la vitesse des corps pondérables petite par rapport à la vitesse de la lumière, la formule de Fresnel et l'énoncé modifié conduisent aux mêmes résultats numériques, à condition, toutefois, qu'on donne à n dans la formule de Fresnel la valeur correspondant à la couleur de la lumière qu'on étudie, et spéciale au rayon choisi si l'on opère sur des milieux biréfringents; c'est en faisant intervenir des considérations étrangères (2) que M. Mascart a conclu de cette formule que « les phénomènes d'interférence pro-

(1) *Annales de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. I.
(2) *Annales de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. I, p. 192.

duits par une lame de spath doivent être altérés de $\frac{1}{34000}$ suivant que la lumière marchait dans le sens ou en sens contraire du mouvement de translation de la Terre ».

On a vu plus haut que cette altération devait être nulle, et l'expérience a montré que, si elle existait, elle était inférieure à $\frac{1}{1000000}$.

Il n'en serait plus de même si la vitesse générale du système solaire était comparable à la vitesse de la lumière; les termes de l'ordre $\frac{u^2}{v^2}$ cesseraient d'être négligeables, et le deuxième énoncé seul donnerait rigoureusement l'explication des phénomènes observés.

La loi de Fresnel, exacte pour les petites vitesses, peut donc être complétée par cet énoncé purement empirique : le temps que met la lumière pour se propager d'un point à un autre d'un corps en mouvement est augmenté par ce mouvement d'une quantité indépendante de l'indice de ce corps et égale à $\frac{lu}{V^2}$, l étant la distance des deux points, u la composante de la vitesse du corps suivant la direction des rayons lumineux, et V la vitesse de propagation de la lumière dans le vide.

DE LA RÉSISTANCE DE L'AIR SOUS L'AILE DE L'OISEAU PENDANT LE VOL;

PAR M. E. MAREY.

(Société de Physique; séance du 23 janvier 1874.)

J'ai présenté à l'Académie des Sciences un travail destiné à démontrer que l'oiseau qui abaisse ses ailes, tandis qu'il est animé d'une translation horizontale, trouve sur l'air un appui plus solide que s'il effectuait l'abaissement de ses ailes avec la même vitesse, mais sans translation horizontale.

La théorie de ce phénomène me semblait être la suivante : une aile ou une surface quelconque qui refoule l'air rencontre, au début de son mouvement, une résistance considérable à cause de l'inertie de ce fluide, qui résiste au déplacement; mais peu à peu l'air est entraîné et sa vitesse tend à se rapprocher de celle du mo-

bile qui le déplace : dès lors la résistance diminue. Enfin, quand le mobile s'arrête, l'air en mouvement tend à continuer son chemin, et il se produit à l'avant du mobile une véritable aspiration ou pression négative.

Or un oiseau qui se déplace horizontalement pendant l'abaissement de son aile agit, aux différents instants de cet abaissement, sur la série des colonnes d'air au-dessus desquelles il passe. Sur chaque colonne, il rencontre cette résistance maxima que l'inertie de l'air présente aux premiers instants de l'action de l'aile. Enfin, quand l'aile est arrivée au bas de sa course, elle ne subit pas l'entraînement que lui communiquerait la colonne d'air mise en mouvement, car la translation de l'oiseau l'amène sans cesse dans des régions où l'air est immobile. Toutes ces conditions sont évidemment favorables au vol, puisqu'elles accroissent la résistance de l'air qui fournit à l'oiseau son point d'appui.

Pour prouver l'exactitude de cette théorie, je fis certaines expériences dans lesquelles une même quantité de travail était appliquée à produire l'élévation et l'abaissement alternatif des ailes d'un oiseau artificiel. Tantôt ces mouvements des ailes se produisaient pendant que la machine restait à la même place : ils avaient alors une grande amplitude; tantôt on imprimait à la machine un mouvement de translation, et l'on voyait l'amplitude des coups d'aile diminuer considérablement, ce qui annonçait un accroissement de la résistance de l'air.

MM. Planavergne réclamèrent la priorité de l'idée théorique que j'avais émise et montrèrent qu'en effet ils avaient publié, quelques années auparavant, un Mémoire où cette théorie était explicitement indiquée. Toutefois ces auteurs n'avaient pas fourni de démonstration expérimentale à l'appui de leurs vues; en conséquence, il m'a semblé intéressant de continuer les recherches que j'avais commencées et de déterminer, aussi exactement que possible, d'une part, les phases des états variables de la résistance de l'air contre un mobile qui se déplace d'un mouvement uniforme; d'autre part, l'accroissement de la résistance de l'air sous l'aile d'un appareil qui se transporte avec des vitesses déterminées.

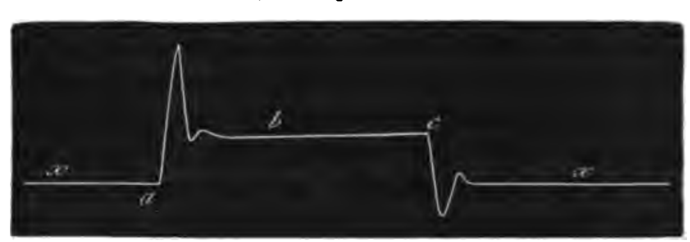
Première série d'expériences. — *Détermination des états variables et du régime régulier de la résistance de l'air contre un mobile qui se déplace d'un mouvement uniforme.*

Sur un bâti solide qui peut glisser facilement sur un plan horizontal, on dispose un écran léger dont leplan soit vertical et perpendiculaire au sens du glissement. Cet écran pivote autour d'un axe horizontal, et son manche est chargé d'un poids additionnel pour qu'il y ait équilibre parfait entre le manche et l'écran lui-même. De cette façon, au moment où l'on imprime un mouvement de translation à l'appareil, on n'a pas à craindre que l'inertie de l'une ou de l'autre partie du système fasse pivoter l'écran autour de son axe, et si un pareil pivotement se produit, c'est bien à la résistance de l'air qu'il faut l'attribuer.

En arrière de l'écran est placé un petit appareil manométrique qui, au moyen d'un tube à air, communique avec un *tambour à levier* interrupteur (¹).

L'appareil étant ainsi disposé, on lui imprime un mouvement de translation uniforme qui dure une demi ou un quart de seconde, et l'on recueille le tracé suivant (²) (*fig.* 1).

Fig. 1.



En l'absence de toute translation, l'appareil trace une ligne horizontale xx, qui correspond à la pression zéro sur le dynamomètre. Au moment où la translation commence, l'appareil signale une pression énergique *a* qui est l'état variable initial tenant à l'inertie de l'air que le disque repousse. Bientôt la courbe s'abaisse annonçant que la résistance de l'air faiblit, bien que la translation du disque reste uniforme. C'est que l'air subit en partie le mouvement d'entraînement. La pression s'abaisse ainsi jusqu'au niveau *b*, qui

(¹) Voir, pour la description de cet appareil, Marey, *Du mouvement dans les fonctions de la vie*, p. 148, in-8°, 1869, Germer-Baillière.

(²) Cette figure a dû être modifiée pour la débarrasser de vibrations accessoires produites par le style inscripteur et dont on a conservé seulement une à la fin de chacun des états variables *a* et *c*.

est le *régime régulier* de la résistance de l'air pour toute la durée de la translation.

Enfin, quand l'appareil s'arrête brusquement, on voit baisser le tracé du manomètre inscripteur au point *c* : c'est l'*état variable terminal;* il consiste en un entraînement de l'écran par la colonne d'air animée de vitesse. Cet entraînement cesse graduellement et le tracé revient au *zéro*.

On ne saurait avec cet appareil grossier déterminer la valeur absolue de la résistance de l'air, aux différents instants de la translation uniforme, mais on peut se convaincre de l'existence de deux états variables, dont l'un précède et l'autre suit le régime régulier de la résistance de l'air. Les études des physiciens avaient eu jusqu'ici pour but de déterminer la valeur de ce régime régulier, seulement pour différentes vitesses.

Deuxième série d'expériences. — *Accroissement de la résistance de l'air aux mouvements d'abaissement de l'aile d'un oiseau, sous l'influence de la translation horizontale de celui-ci.*

Pour obtenir cette détermination, j'ai grossièrement imité la disposition de l'oiseau en réduisant chacune des ailes à un plan mince et rigide, ayant $0^m,50$ de long sur $0^m,10$ de large. Ces deux ailes solidaires l'une de l'autre s'abaissent, à un moment donné, sous l'influence de la détente d'un ressort.

Un travail constant est ainsi dépensé pour chaque coup d'aile. La translation de la machine se fait par glissement sur un fil de fer horizontalement tendu. Deux grandes roues, dont l'une est munie d'une manivelle, entraînent une corde sans fin, dont l'un des brins est parallèle au fil de fer. C'est ce brin de la corde qui imprime à l'appareil une vitesse horizontale plus ou moins grande.

Il s'agit maintenant de mesurer avec précision la vitesse de translation et la durée de l'abaissement des ailes. La méthode graphique donne facilement ces deux mesures.

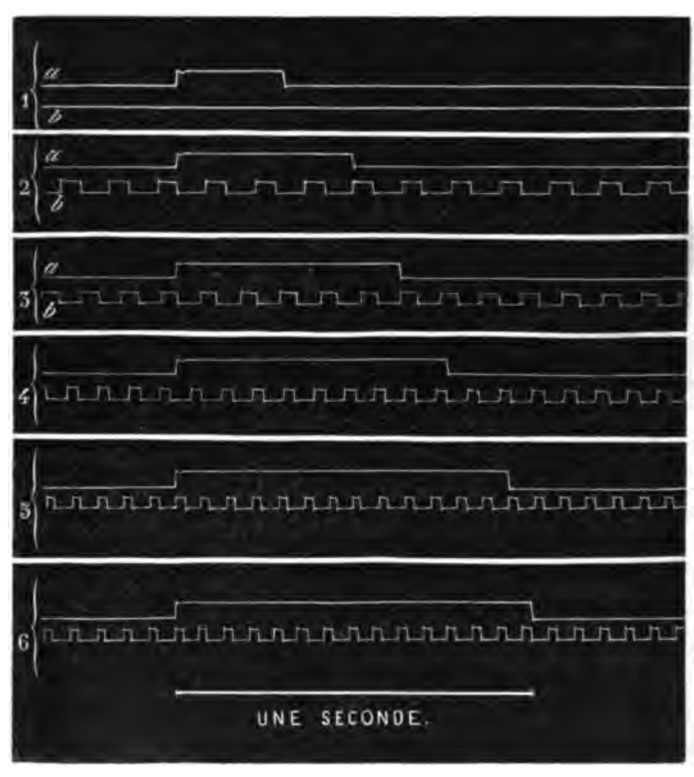
a. Mesure des vitesses de translation de la machine. — Cette vitesse n'est autre que celle de la corde sans fin, qui produit l'entraînement. Or cette corde passe sur une petite poulie dont les tours sont comptés et inscrits sur un cylindre tournant au moyen d'un style qui fonctionne à peu près comme le télégraphe Morse.

La partie qui sert au comptage des vitesses a exactement $0^m,40$ de circonférence; elle porte sur la moitié de son périmètre une

armure métallique qui ferme un courant de pile lorsque deux frotteurs viennent la rencontrer, ce qui arrive pendant la moitié de chacun des tours de poulie. Le style inscripteur mis en mouvement par un électro-aimant trace une ligne crénelée qui, à chacun de ces changements de direction, indique que $0^{m},20$ de corde ont défilé, c'est-à-dire que l'oiseau artificiel a parcouru cet espace. Or plus la translation imprimée à l'oiseau est rapide, plus grand est le nombre de sinuosités inscrites pendant une seconde sur le cylindre dont la rotation est uniforme.

b. Mesure de la durée d'abaissement des ailes. — Un second inscripteur électrique, semblable à celui qui compte les tours de

Fig. 2.



poulie, sert à déterminer la durée de l'abaissement des ailes. Il faut qu'au début de cet abaissement un courant de pile soit rompu, ce

qui est signalé par un changement dans la ligne tracée sur le cylindre, et qu'à la fin de l'abaissement des ailes le courant soit fermé de nouveau, ce que l'inscripteur signale encore.

On recueille simultanément le tracé des vitesses de translation et celui des durées d'abaissement des ailes, et l'on obtient une série de déterminations dont la figure suivante (*fig.* 2) fournit quelques exemples.

Expérience n° 1. — La ligne supérieure *a* indique la durée de l'abaissement des ailes ; en prenant cette longueur sur l'échelle du temps, on voit que l'abaissement de l'aile durait moins de $\frac{1}{3}$ de seconde. Dans cette expérience il n'y a pas eu de translation de l'oiseau : la ligne *b* ne présente aucune inflexion.

Expérience n° 2. — La durée d'abaissement des ailes (ligne *a*) est déjà plus grande ; elle excède une demi-seconde. La translation était alors de près de 3 mètres par seconde. On s'en assure en prenant au compas sur la ligne *b* la longueur qui correspond à cinq changements de direction de la courbe, ce qui indique que cinq fois $0^m,20$, c'est-à-dire 1 mètre, ont été parcourues. On porte cette longueur sur l'échelle des temps, et l'on constate que dans une seconde elle est contenue environ 3 fois : on voit donc déjà que la durée d'abaissement de l'aile croît avec la vitesse.

Expériences n°s 3, 4, 5, 6. Dans ces autres expériences, et procédant toujours de la même manière, on trouve que la durée de l'abaissement de l'aile s'accroît toujours quand la vitesse de translation augmente, et qu'avec une vitesse de $5^m,50$, l'abaissement de l'aile dure environ une seconde.

Il ne m'a pas été possible de trouver un rapport parfaitement précis entre la vitesse de translation et la durée de l'abaissement de l'aile. Des expériences faites dans des conditions identiques présentent parfois de légers écarts, qui tiennent à ce que la moindre oscillation du fil de fer qui sert de rail change légèrement la durée du phénomène. D'après ces premiers essais, il semble toutefois que la durée d'abaissement de l'aile croisse proportionnellement à la vitesse de translation, dans les limites de vitesse sur lesquelles j'ai pu opérer.

DU SPECTRE DE L'AURORE BORÉALE;

PAR M. A.-J. ÅNGSTRÖM (1).

(Traduit par M. MIOT, chef d'escadron d'état-major.)

C'est en 1867 que j'ai observé, pour la première fois, le spectre de la lumière boréale. Depuis cette époque, le même sujet a éveillé l'attention de plusieurs observateurs dont les travaux ne sont pas sans importance. Il n'entre pas dans ma pensée de les passer ici tous en revue et de soumettre à une critique approfondie toutes les théories qui ont cherché à expliquer la nature de ce spectre. Je n'ai d'autre but ici que de démontrer comment, dans l'état actuel de la science, on peut se rendre compte de sa composition.

Le spectre de la lumière boréale se compose de deux spectres qui apparaissent simultanément, mais n'en possèdent pas moins, selon toute vraisemblance, une origine différente.

L'un est produit par la lumière jaune, dont les aurores boréales, même les plus faibles, sont toujours accompagnées. Quelquefois, dans les nuits d'hiver sans nuages, on aperçoit cette lumière rayonnante de tous les points de la voûte céleste.

L'autre spectre consiste en raies ou bandes d'une lumière extrêmement faible, et qui n'atteignent que dans les aurores boréales très-fortes un degré d'intensité suffisant pour qu'il soit possible de déterminer leur position avec une certaine approximation.

Jusqu'à présent on n'a pu, dans aucun spectre connu, découvrir une raie correspondant à la raie jaune ou spectre monochrome de l'aurore boréale. M. Piazzi Smith, d'Édimbourg, a prétendu, il est vrai, que cette raie coïncidait avec une des bandes du spectre fourni par le carbure d'hydrogène ordinaire; mais une observation plus exacte démontre que cette ligne tombe bien dans un groupe

(1) Il y a quelques jours à peine, nous recevions le Mémoire dont nous donnons la traduction; il nous était envoyé par l'auteur. Tous les physiciens connaissent les magnifiques et patientes recherches sur l'analyse spectrale qui ont rendu célèbre le savant Suédois. Nous venons d'apprendre la triste nouvelle de sa mort. La science perd un de ses représentants les plus éminents, et notre pays un de ses amis les plus dévoués.

(C. A.)

de raies qui appartiennent au spectre du carbure, mais entre la deuxième et la troisième, à peu près au milieu de l'intervalle qui les sépare.

M. Vogel a remarqué que la ligne jaune coïncidait avec une raie qui se trouve dans le spectre de l'air raréfié. Ce fait est exact, mais, à mon avis, purement accidentel. Le spectre de l'air présente dans la couleur vert jaune sept bandes d'un éclat presque pareil; si la ligne jaune coïncide avec le bord de l'une de ces bandes (ce n'est pas même la plus forte), cette coïncidence ne peut être attribuée qu'au hasard.

Il faut donc admettre qu'on n'a pas encore réussi à retrouver la raie jaune dans les spectres connus.

Avant d'exposer mon opinion sur la nature de cette ligne, je parlerai de l'autre spectre et j'examinerai d'un peu plus près les parties faiblement éclairées qu'il renferme. J'espère arriver aussi, malgré des observations imparfaites, à trouver plus facilement une concordance entre ce spectre et des spectres connus.

Les observations que l'on possède sur ce spectre sont, en général, peu concordantes entre elles. Ce désaccord peut provenir soit de fautes d'observation, fautes inévitables quand on observe un objet d'une intensité lumineuse aussi faible, soit de la variabilité elle-même du phénomène observé. Cette circonstance seule, que la lumière rouge ne paraît pas toujours et que quand elle paraît son éclat est le plus souvent tellement faible qu'elle ne peut être observée au spectroscope, est une preuve de cette variabilité. Si l'on admet que les aurores boréales sont produites par des décharges électriques qui se passent tantôt dans les couches supérieures de l'atmosphère, tantôt dans les couches plus voisines de la surface terrestre, on s'expliquera les différences que présente l'aspect du spectre et qu'indiquent les observations.

Examinons d'abord dans quelles conditions la lumière électrique se produit dans les couches supérieures de l'atmosphère. A cette hauteur on doit considérer l'humidité comme nulle. L'oxygène et l'azote agissent donc seuls comme conducteurs de l'électricité. J'ai cherché à reproduire le phénomène en petit; pour cela j'ai introduit deux fils de platine dans une bouteille dont le fond était recouvert d'une couche d'acide phosphorique et j'ai fait le vide jusqu'à une pression de quelques millimètres. J'ai fait passer dans

la bobine le courant d'une bobine Rumhkorff. Toute la bouteille s'est alors remplie de cette lumière violette qui n'apparaît ordinairement qu'au pôle négatif, et l'on obtenait des deux électrodes le spectre de cette lumière consistant principalement en bandes composées de raies violettes; de plus, dans le champ rouge entre D et C, apparaissaient plusieurs larges bandes se dégradant des deux côtés.

Si maintenant on compare ce spectre à celui fourni par la lumière des aurores boréales, on peut reconnaître, il me semble, qu'il concorde d'une manière tout à fait satisfaisante avec quelques-unes des bandes les mieux constatées de ce dernier.

		Longueurs d'onde.		
Raies du spectre des aurores boréales.	d'après Barker....	431	470,5	»
	» Vogel.....	»	469,4	523,3
	» Ångström..	»	472	521
	» Lemström.	426,2	469,4	523,5
Raies du spectre de la lumière violette.	Moyennes........	428,6	470,3	522,6
	»	427,2	470,7	522,7

M. Vogel a de plus observé dans le voisinage de la ligne 469,4 deux faibles bandes lumineuses 466,3 et 462,9. Or le spectre de la lumière violette possède aussi les deux groupes de raies correspondantes 465,4 et 460,1.

Si l'aurore boréale est comme une flamme et projette des rayons, c'est un motif pour admettre une décharge disruptive d'électricité. Alors on doit voir apparaître au moins la plus forte ligne du spectre de l'air, la ligne verte, dont la longueur d'onde est de 500,3. Et en effet cette raie a été nettement aperçue par M. Vogel, par moi et par d'autres observateurs.

Enfin, si l'on imagine que l'aurore boréale se passe à de faibles hauteurs, les lignes de l'hydrogène, dans ce cas, apparaîtront ainsi que les bandes les plus fortes du spectre de l'air, la bande 497,3 par exemple.

On retrouve donc à peu près toutes les raies et tous les groupes de raies du spectre de l'aurore boréale, dont la position a été déterminée avec certitude.

Il me reste à parler de la raie qui s'observe dans le champ rouge et dont la longueur d'onde peut, d'après Vogel, être estimée à 630.

Je n'ai réussi qu'une seule fois à l'apercevoir; dans les autres circonstances où l'aurore boréale a montré des flammes rouges, il ne m'a pas été possible d'apercevoir une ligne, quelle qu'elle fût dans cette partie du spectre. La cause peut en être attribuée à ce que les bandes rouges du pôle négatif sont larges et peu lumineuses. Il en résulte que la lumière qui leur correspond dans l'aurore boréale peut être rendue invisible par la dispersion du prisme, bien que cette lumière soit assez forte pour donner à l'aurore boréale un aspect rougeâtre. Je n'ose affirmer que la ligne rouge réellement observée coïncide avec la plus forte de ces bandes; mais au moins est-il certain qu'elle ne peut répondre à aucune des bandes existant dans le champ rouge du spectre atmosphérique de Plücker.

On pourrait donc admettre, en résumé, que les bandes faiblement éclairées du spectre de l'aurore boréale appartiennent au spectre du pôle négatif et que l'aspect de ce spectre peut être plus ou moins modifié par l'adjonction de bandes ou de lignes appartenant au spectre de l'atmosphère.

Tout cela n'explique pas encore le spectre monochrome ou l'origine de la ligne jaune. La seule explication possible de cette origine est, suivant moi, la fluorescence ou la phosphorescence. Comme la fluorescence peut être produite par des rayons ultra-violets, il est facile de concevoir une décharge électrique qui, bien que faiblement lumineuse, soit cependant assez riche en lumière ultra-violette pour produire une fluorescence suffisamment forte.

Le fait suivant, affirmé par plusieurs observateurs, vient encore à l'appui de cette hypothèse de la fluorescence.

Toutes les fois que la lumière rouge se montre dans le spectre de l'aurore boréale, l'intensité de la ligne jaune est affaiblie, et probablement pour les mêmes raisons les parties violettes et ultra-violettes perdent de leur force. On sait en outre que l'oxygène est phosphorescent, de même que plusieurs combinaisons de ce gaz; le protoxyde d'azote, entre autres, possède cette propriété à un haut degré, d'après les observations de M. de la Rive.

D'après ce qui précède, il ne serait point nécessaire, pour expliquer le spectre de l'aurore boréale, de recourir « à l'extrême variabilité des spectres des gaz, changeant suivant la pression et la température », variabilité qui n'existe pas ici, comme vingt ans d'expérience me l'ont démontré. J'accorderai tout aussi peu que la façon

dont un gaz est porté à la température rouge peut modifier la nature du spectre. La nature de la lumière et de la chaleur qui émanent d'un corps lumineux est indépendante de la façon et du procédé employés pour l'amener àcet état. S'il est une proposition de Physique que l'expérience aurait dû mettre hors de doute, c'est bien celle-là. Elle s'applique en général à la chaleur thermométrique; elle explique, sans aller chercher plus loin, les intéressantes expériences faites par Tyndall pour produire l'incandescence au moyen de la chaleur obscure, et elle doit s'appliquer également aux gaz incandescents, tant qu'une expérience appuyée de recherches approfondies n'aura pas fourni des renseignements autres que ceux qui nous semblent logiques.

Je ne veux nullement nier qu'un corps simple amené à l'état gazeux par la chaleur ne puisse dans aucun cas donner des spectres différents. De même qu'un corps simple peut former avec un autre corps une combinaison chimique, de même que le composé, passant à l'état gazeux sous l'action de la chaleur, aura son spectre propre, si toutefois il ne se décompose pas, ainsi ce même corps simple peut former avec lui-même des combinaisons, des combinaisons isomères par conséquent, et ces combinaisons auront leurs spectres propres, en supposant, bien entendu, qu'elles soient sous la forme de gaz et que les combinaisons persistent sans décomposition sous l'action de la chaleur. C'est de cette manière, par exemple, que l'on peut concevoir pour l'oxygène un spectre correspondant à l'ozone; mais comme l'ozone, d'après ce que l'on sait de ce corps, ne persiste pas sous l'action de la chaleur, c'est en vain que l'on chercherait à obtenir plus d'un spectre pour l'oxygène. Au contraire, il y a au moins une possibilité d'obtenir plusieurs spectres pour le soufre; tandis qu'admettre une telle possibilité pour le carbone, qui ne peut même être réduit à l'état gazeux, serait contraire, suivant moi, à tout ce que nous enseigne l'expérience.

NOTE SUR L'EXAMEN DES CORDES DES INSTRUMENTS A ARCHET;

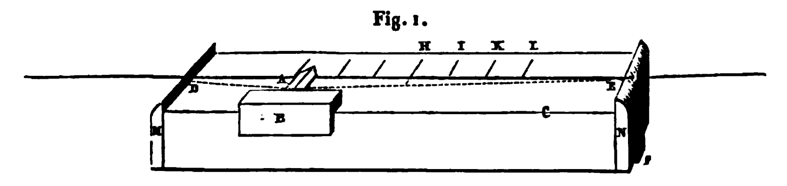
PAR M. COULIER.
Pharmacien principal de l'Armée.

(Société de Physique; séance du 13 mars 1874.)

On sait combien le choix des cordes pour ces instruments est chose délicate. Une corde de bonne apparence extérieure peut cependant donner de mauvais résultats, parce qu'elle n'est pas homogène. Des artistes, quand il s'agit par exemple de choisir une chanterelle de violon, l'essayent de la manière suivante : on saisit entre le pouce et l'index de chaque main une longueur égale à celle qui vibrera sur l'intrument; puis, tendant légèrement cette corde, on la fait vibrer en l'attaquant avec l'annulaire de l'une des mains. Pendant cette vibration, la corde prend l'apparence d'un fuseau dont la teinte est uniforme si la corde est bonne. Si, au contraire, elle est mauvaise, ce fuseau présente des stries longitudinales, qui correspondent aux points où le mouvement vibratoire est ralenti sous l'influence d'une cause quelconque. Cette méthode est certainement bonne et d'une extrême simplicité; la suivante me paraît donner des résultats plus sûrs.

On se procure un prisme rectangulaire en sapin, de 2 mètres environ de long, et dont la section est $0^m,055$ sur $0^m,075$. Au milieu de l'une des faces les plus larges, on pratique une rainure longitudinale de $0^m,014$. Aux deux extrémités se trouvent, d'un côté, un cordier attaché lui-même à une corde de $0^m,1$ environ, et, de l'autre, un appareil quelconque pour tendre une corde de longueur variable et qui fait partie de l'instrument. La corde à essayer sera fixée convenablement à ces deux parties par ses extrémités.

Fig. 1.



Sur cette grande règle glisse un petit sonomètre en bois massif (*fig.* 1), dont les dimensions sont $0^m,325$, $0^m,07$ et $0^m,05$. La lon-

gueur qui vient d'être indiquée correspond à l'intervalle qui sépare les deux sillets M et N placés aux deux extrémités [1]. Entre ces sillets, dont la hauteur est $0^{m},01$, se meut un chevalet mobile A, terminé supérieurement en dos d'âne, et dont l'arête supérieure est plus élevée que les sillets de 1 millimètre. Ce chevalet, qui doit se mouvoir bien parallèlement à l'unisson, est guidé par un chapeau B, qui glisse sur l'arête C du sonomètre. Une corde à boyau DE, pointillée sur la figure, glisse dans une encoche du chevalet pendant qu'il se meut, et le maintient dans une position convenable. A la partie inférieure se trouve une languette de bois saillante F, qui s'introduit dans la rainure décrite plus haut. La pointe du chevalet parcourt une division formée par des traits, dont le premier H divise en deux le sonomètre. Les traits I, K et L sont distants de H de $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{6}$ et $\frac{1}{4}$ de la longueur qui sépare les sillets. Voici maintenant la manière d'opérer.

La corde à essayer est tendue modérément sur la grande pièce de bois, et passe sur le petit sonomètre; on glisse celui-ci à l'une des extrémités de cette corde, et l'on place le chevalet en H. Les deux moitiés de la portion de corde ainsi essayée doivent sonner à l'unisson [2]. Si elle subit cette première épreuve d'une manière satisfaisante, on la marque d'un point noir à l'encre, au delà du sillet. En plaçant le chevalet en I, les deux sons produits doivent être à la quinte juste, et l'expérience doit être répétée de l'autre côté de la ligne médiane. Puis, en continuant de même en K et en L, on obtiendra des sons à l'octave, puis à l'octave de la quinte. Il ne reste plus qu'à marquer à l'encre les points où la corde jugée bonne devra être coupée, et le nombre de points marqués à l'une des extrémités indiquera le nombre d'épreuves subies avec succès, et, par conséquent, permettra de la classer.

Si les premières épreuves sont par trop mauvaises, on fait avancer le sonomètre de quelques centimètres, et l'on recommence. Il n'est pas rare de rencontrer des cordes qui, à la première épreuve, donnent plus d'un demi-ton de différence, et qui deviennent bonnes quelques centimètres plus loin. Les cordes filées peuvent très-bien subir des

---

[1] C'est le diapason du violon dont nous supposons qu'il s'agit en ce moment.

[2] Pour les faire vibrer, le mieux est d'employer un morceau de peau de gant roulée en cylindre, et introduit dans une plume. L'extrémité de ce cylindre doit être taillée en bec de flûte. C'est l'instrument que M. Delezenne appelait *plectrum*.

retouches locales au moyen du papier de verre. On pourrait, pour plus de rapidité, mettre des crans aux points où le chevalet doit s'arrêter. MM. Chanot et Chardon, habiles luthiers, construisent des instruments de ce genre.

SUR QUELQUES EXPÉRIENCES DESTINÉES A LA DÉMONSTRATION DES LOIS ÉLÉMENTAIRES DE L'OPTIQUE;

Par MM. TERQUEM et TRANNIN.

Les expériences qui servent à démontrer dans les cours, devant un grand nombre d'auditeurs, les lois fondamentales de la réfraction de la lumière, sont en général peu satisfaisantes et peu visibles de loin. Telles sont celles que l'on fait avec le cercle divisé de Silbermann, et cette cuve horizontale, en forme de demi-cercle, décrite dans les ouvrages allemands. Nous avons cherché à réaliser ces démonstrations à l'aide d'appareils très-simples que chaque professeur peut faire lui-même.

Dans ces expériences, quand on veut n'employer que la lumière Drummond, il est difficile de se procurer un faisceau de rayons parallèles, assez intenses et très-étroits. Voici la disposition que nous employons dans ce but, et qui, appliquée à la lumière électrique, est encore d'une grande utilité à cause de l'intensité considérable qu'elle donne au faisceau lumineux.

Devant la lentille de la lanterne Duboscq, destinée à rendre parallèles les rayons émis par la chaux incandescente, on place une seconde lentille très-convergente, telle que la lentille d'éclairement du microscope solaire; au foyer, où se forme une petite image très-intense de la source lumineuse, on dispose le diaphragme à ouvertures circulaires variables, puis à la suite une petite lentille achromatique convergente à court foyer, l'objectif d'une grosse lunette de théâtre, par exemple. On déplace alors cette lentille jusqu'à ce que l'image de l'ouverture se fasse nettement sur un écran très-éloigné. Dans ces conditions, le faisceau qui traverse l'ouverture et l'objectif a une section sensiblement uniforme, si l'ouverture est petite et cependant son intensité lumineuse est encore très-considérable; il peut être

rendu sensible à l'aide de la poudre de lycopode, de fumée de tabac ou de chlorhydrate d'ammoniaque qu'on répand sur son passage.

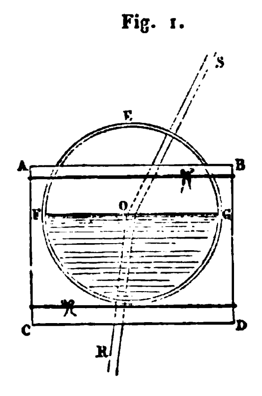
I. — *Lois de la réfraction.*

On prend un grand cristallisoir en verre choisi ou mieux en cristal; si les bords ne sont pas dressés, on les rode en les frottant sur un marbre avec du sable et de l'eau. On y applique ensuite une glace qui recouvre à peu près les trois quarts de la surface du cristallisoir; pour la faire adhérer et empêcher les fuites, on interpose une légère couche de cire molle que l'on fait fondre à une douce chaleur; deux petites ficelles maintiennent le tout.

On ferait un appareil plus convenable en se servant d'une portion de cloche dont les bords seraient bien rodés et que l'on serrerait entre deux glaces reliées ensemble par des tiges filetées et munies d'écrous.

Le cristallisoir est placé debout comme l'indique la *fig.* 1 et rempli à moitié d'eau. On peut, sur la moitié supérieure FEG des

Fig. 1.



parois circulaires, coller extérieurement des bandes de papier séparées par un intervalle étroit, et vis-à-vis sur la moitié inférieure une bande unique correspondant à cet intervalle; ces bandes sont divisées de 5 en 5 degrés.

Pour vérifier la loi de la réfraction pour le passage d'un milieu moins réfringent dans un milieu plus réfringent, on place l'appareil sur une table, en contre-bas de l'ouverture de la lampe, et l'on fait

varier la direction SO du faisceau incident, obtenu comme il a été dit plus haut, à l'aide d'un prisme rectangle à réflexion totale. Le faisceau incident SO est rendu visible en introduisant dans la cuve au-dessus de l'eau un peu de fumée de tabac, et le faisceau réfracté OR en rendant l'eau opalescente par quelques gouttes de teinture de benjoin.

On peut alors déterminer les angles d'incidence et de réfraction à l'aide des divisions des bandes de papier collées sur les parois du cristallisoir.

Pour le passage inverse de la lumière d'un milieu plus réfringent dans un autre qui l'est moins, on élève la cuve sur un support, de manière à la placer notablement au-dessus du faisceau parallèle horizontal sortant de la lampe, et l'on dirige celui-ci de bas en haut et obliquement à l'aide du même prisme rectangle.

On arrive ainsi facilement à rendre visible la réflexion totale et à faire voir que le faisceau réfracté dans l'air se colore en rouge un peu avant que cette réflexion n'ait lieu. On peut faire constater en outre que la réeflxion partielle augmente continuellement à partir de l'incidence normale, et que la réflexion totale arrive progressivement et non instantanément, comme le laisseraient supposer les explications incomplètes données dans la plupart des ouvrages de Physique.

II. — *Réflexion totale.*

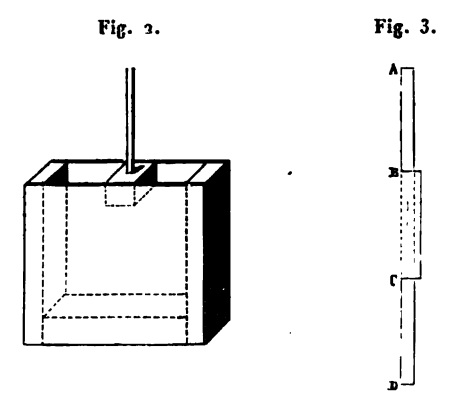
L'appareil précédent permet déjà de démontrer comment se produit le phénomène de la réflexion totale ; voici une deuxième expérience qui le met mieux en évidence. On prend deux lames de glace rectangulaires, ayant à peu près 15 centimètres sur 7, que l'on maintient éloignées l'une de l'autre de $\frac{1}{2}$ centimètre environ, par des bandes de liége ou de verre collées sur les bords. On obtient ainsi une cuve peu épaisse ; dans le cas où l'on se sert de liége, on rend la cuve étanche en coulant de la paraffine le long des bandes (*fig.* 2). Les lames de glace sont fixées par le haut à un bouchon traversé par une tige de verre qui sert à soutenir la cuve, à l'aide d'un support ordinaire à potence, tout en permettant de faire tourner tout l'appareil autour de l'axe de cette tige.

Cette cuve est plongée dans une autre beaucoup plus grande, à parois parallèles, un aquarium, par exemple, contenant de l'eau en

quantité telle que ce liquide ne puisse pas pénétrer dans la petite cuve.

On fait converger la lumière émise par la lampe Drummond à l'aide d'une grande lentille cylindrique à court foyer, sur une fente rectangulaire étroite; derrière celle-ci une lentille achromatique à court foyer, soit celle qui servait dans l'expérience précédente, soit un objectif de photographie, envoie sur un écran l'image agrandie et très-brillante de la fente. Le faisceau traverse la grande cuve remplie d'eau à la hauteur où est plongée la petite cuve à parois de glace. On verse dans celle-ci un peu d'eau légèrement teintée en rouge par de la fuchsine. Si l'on incline alors cette cuve sur le faisceau incident, en faisant tourner la tige de verre, on voit l'image projetée se diviser en trois parties : la partie supérieure AB (*fig.* 3) corres-

Fig. 2. Fig. 3.

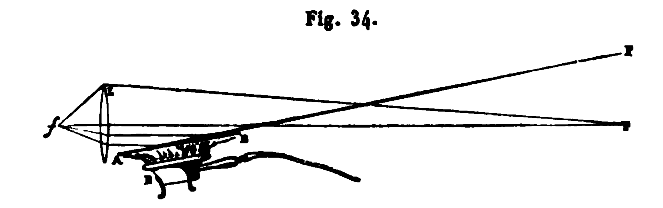


pondant à la lumière passant au-dessus de la petite cuve, et la partie inférieure colorée CD à la lumière qui a traversé le liquide rouge, restent immobiles. La partie BC, au contraire, correspondant au faisceau qui a traversé l'air renfermé dans la cuve, se trouve déviée. Si l'on tourne davantage l'appareil, l'image correspondant à la partie BC se colore d'abord en rouge avant de disparaître complétement, quand la réflexion totale se produit sur la face postérieure de la première lame de verre. On peut suivre la trace des faisceaux dans la grande cuve et recevoir sur un écran le faisceau réfléchi totalement.

III. — *Production du phénomène de mirage.*

Il semble très-difficile de reproduire artificiellement le phénomène de la réflexion totale à la surface de séparation de deux couches gazeuses inégalement chaudes, et encore plus de le faire voir en projection. Voici comment nous réalisons facilement cette expérience. On place sur la lanterne Duboscq le diaphragme à fente étroite *f* (*fig.* 4), que l'on met horizontal; une lentille LL′ achromatique, de 40 centimètres environ de foyer, donne une image de cette fente, sur un écran placé à 7 ou 8 mètres. Tout contre la lentille, on dispose une plaque de tôle rectangulaire AB, ayant à peu près 60 centimètres de longueur sur 15 centimètres de largeur, légèrement inclinée, à une hauteur telle, que la moitié inférieure du faisceau lumineux sortant de la lentille rencontre cette plaque on chauffe cette dernière avec un ou deux réchauds à gaz; les rayons qui traversent le haut de la lentille, ne rencontrant pas les couches d'air chaud, vont former sur l'écran l'image immobile et directe de la fente; les autres rayons, au contraire, tombent sur les couches d'air chaud, s'y réfléchissent totalement et forment sur l'écran, à 10 ou 15 centimètres au-dessus de la première, une nouvelle image de la fente. Cette image est dans un état d'agitation continuelle qui tient au mouvement de la couche d'air chaud; elle disparaît quand, en agitant l'air au-dessus de la plaque, on fait partir la couche échauffée, mais elle reparaît quelque temps après; la fixité de l'image directe forme un contraste frappant avec la mobilité de l'image due à la réflexion totale.

Fig. 34.



(*A suivre.*)

COEFFICIENTS DE CORRECTION DES VOLUMES GAZEUX;

PAR MM. N. GRÉHANT ET E. MER.

Pour ramener à zéro et à la pression de 760 millimètres des volumes gazeux saturés de vapeur d'eau, mesurés à la température t et à la pression H, on emploie la formule

$$V_0 = V_t \frac{H - f}{(1 + \alpha t)\,760};$$

V_t est le volume mesuré du gaz à la pression atmosphérique H, à la température t; f est la tension maximum de la vapeur d'eau à cette température, α est le coefficient de dilatation des gaz $= 0,00366$.

Pour obtenir le volume corrigé V_0, il faut multiplier le volume gazeux V_t par la fraction $\frac{H - f}{(1 + \alpha t)760}$, que nous désignons sous le nom de *coefficient de correction*, et que nous avons calculé en faisant varier la température et la pression.

Chaque coefficient de correction a été calculé de la manière suivante. La pression atmosphérique mesurée sur un baromètre à échelle graduée sur verre étant H, la température de la cuve à mercure ou à eau, sur laquelle on a fait la lecture du volume gazeux, étant t, nous avons calculé la hauteur barométrique à zéro, en retranchant de la hauteur H le nombre correspondant à la température t, nombre lu dans la Table publiée par M. Bunsen (*Méthodes gazométriques*), pour la réduction à zéro des hauteurs du baromètre à échelle gravée sur verre; nous avons retranché ensuite la tension f de la vapeur d'eau à la température t; du logarithme de $H - f$ nous avons soustrait le logarithme du nombre $760(1 + \alpha t)$, et, en cherchant dans les tables le nombre correspondant à la différence, nous avons obtenu le coefficient de correction.

Nous avions d'abord l'intention de calculer les coefficients de correction de zéro à 35 degrés, de demi-degré en demi-degré; puis, pour chaque degré en demi-degré de température, nous devions calculer le coefficient de 740 à 780 millimètres pour chaque millimètre d'élévation dans la pression, ce qui aurait donné 70×40,

ou 2800 coefficients, et exigé de nombreux tableaux. Nous avons beaucoup simplifié le travail en donnant seulement pour chaque degré ou demi-degré deux coefficients, l'un calculé à la pression de 740 millimètres, l'autre à la pression de 780 millimètres. Nous avons reconnu que, pour des pressions intermédiaires à celles-ci, les coefficients sont exactement proportionnels aux pressions; par suite, nous avons calculé l'accroissement qu'éprouve le coefficient de correction pour une augmentation de pression de 1 millimètre, et nous avons donné, pour simplifier les calculs, les produits partiels de cette différence par les neuf chiffres; de cette manière, le tableau a été considérablement simplifié.

Prenons un exemple : supposons que 65 centimètres cubes de gaz saturés de vapeur d'eau aient été mesurés à 15 degrés et à la pression barométrique de 767 millimètres; nous voyons dans le tableau que, si la pression est 740 millimètres et la température 15 degrés, le coefficient de correction est 0,905; pour un accroissement de 1 millimètre dans la pression, le coefficient augmente de 0,00125; pour un accroissement de pression égal à

$$767 - 740 = 27^{mm},$$

le coefficient doit augmenter de $0,00125 \times 27$; nous trouvons dans le tableau des produits partiels les produits de 0,00125 par 7 et par 2, que nous écrivons l'un au-dessous de l'autre, en ayant soin de multiplier par 10 le produit partiel donné par le chiffre 2; nous avons

$$\begin{array}{r} 0,00875 \\ 0,0250 \\ \hline 0,03375 \end{array}$$

Il faut ajouter 0,034 au nombre 0,905 pour obtenir le coefficient cherché, qui est égal à 0,939.

Le volume gazeux corrigé s'obtient en multipliant 65 centimètres cubes par 0,939, ce qui donne 61 centimètres cubes pour le volume du gaz sec à zéro et à la pression de 760 millimètres.

Coefficients de correction.

Températures.	Pressions 740 millim.	Pressions 780 millim.	Différence pour 1 millimètre de pression.		
0,0°	0,968	1,020	0,0013		0,0013
0,5	0,966	1,018	»	1	0,0013
1,0	0,964	1,016	»	2	0,0026
1,5	0,962	1,014	»	3	0,0039
2,0	0,959	1,011	»	4	0,0052
2,5	0,957	1,009	»	5	0,0065
3,0	0,955	1,007	»	6	0,0078
3,5	0,953	1,005	»	7	0,0091
4,0	0,951	1,003	»	8	0,0104
4,5	0,949	1,001	»	9	0,0117
5,0	0,947	0,999	»		
5,5	0,945	0,996	0,001275		
6,0	0,943	0,994	»		0,001275
6,5	0,941	0,992	»	1	0,001275
7,0	0,939	0,990	»	2	0,00255
7,5	0,937	0,988	»	3	0,003825
8,0	0,935	0,986	»	4	0,0051
8,5	0,932	0,983	»	5	0,006375
9,0	0,930	0,981	»	6	0,00765
9,5	0,928	0,979	»	7	0,008925
10,0	0,926	0,977	»	8	0,0102
10,5	0,924	0,975	»	9	0,011475
11,0	0,922	0,972	0,00125		
11,5	0,920	0,970	»		
12,0	0,918	0,968	»		0,00125
12,5	0,916	0,966	»	1	0,00125
13,0	0,914	0,964	»	2	0,00250
13,5	0,911	0,961	»	3	0,00375
14,0	0,909	0,959	»	4	0,005
14,5	0,907	0,957	»	5	0,00625
15,0	0,905	0,955	»	6	0,0075
15,5	0,903	0,953	»	7	0,00875
16,0	0,900	0,950	»	8	0,01
16,5	0,898	0,948	»	9	0,01125
17,0	0,896	0,946	»		
17,5	0,894	0,944	»		
18,0	0,892	0,941	0,001225		0,001225
18,5	0,890	0,939	»	1	0,001225

Températures.	Pressions 740 millim.	Pressions 780 millim.	Différence pour 1 millimètre de pression.		
19,0°	0,887	0,936	0,001225	2	0,002450
19,5	0,885	0,934	»	3	0,003675
20,0	0,883	0,932	»	4	0,0049
20,5	0,881	0,930	»	5	0,006125
21,0	0,878	0,927	»	6	0,00735
21,5	0,876	0,925	»	7	0,008575
22,0	0,874	0,923	»	8	0,0098
				9	0,011025
					0,0012
22,5	0,872	0,920	0,0012	1	0,0012
23,0	0,870	0,918	»	2	0,0024
23,5	0,867	0,915	»	3	0,0036
24,0	0,865	0,913	»	4	0,0048
24,5	0,862	0,910	»	5	0,0060
25,0	0,860	0,908	»	6	0,0072
25,5	0,857	0,905	»	7	0,0084
26,0	0,855	0,903	»	8	0,0096
26,5	0,853	0,901	»	9	0,0108
27,0	0,850	0,898	»		0,001175
27,5	0,848	0,896	»	1	0,001175
28,0	0,845	0,893	»	2	0,00235
28,5	0,842	0,890	»	3	0,003525
29,0	0,840	0,888	»	4	0,0047
29,5	0,838	0,885	0,001175	5	0,005875
30,0	0,836	0,883	»	6	0,00705
30,5	0,833	0,880	»	7	0,008225
31,0	0,830	0,877	»	8	0,0094
31,5	0,828	0,875	»	9	0,010575
					0,00115
32,0	0,825	0,872	»	1	0,00115
32,5	0,823	0,870	»	2	0,0023
33,0	0,820	0,867	»	3	0,00345
33,5	0,817	0,864	»	4	0,0046
34,0	0,815	0,861	0,00115	5	0,00575
34,5	0,812	0,858	»	6	0,0069
35,0	0,809	0,855	»	7	0,00805
»	»	»	»	8	0,0092
»	»	»	»	9	0,01035

J.-C. POGGENDORFF. — **Beitrag zur näheren Kenntniss der Electromaschine zweiter Art (Faits qui contribuent à la connaissance plus complète de la machine de Holtz de seconde espèce)** (*Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 1).

La machine de seconde espèce consiste essentiellement en deux plateaux verticaux de verre, qui se meuvent en sens contraire avec des vitesses égales autour d'un axe commun : deux peignes métalliques situés sur un diamètre vertical, reliés par un conducteur, sont placés derrière l'un des plateaux; deux autres peignes portant des électrodes mobiles sont placés devant le plateau antérieur, aux extrémités d'un diamètre horizontal; les peignes sont tous portés sur des supports isolants.

Les électrodes étant très-rapprochées, à moins qu'elles ne se terminent par des pointes, si l'on approche, à la méthode ordinaire, une plaque de caoutchouc électrisé (négativement) de l'un des peignes, l'électricité positive sort de ses pointes pour se répandre sur le plateau, tandis que l'électricité (—) sort par les pointes du peigne diamétralement opposé, pour se répandre également sur la région correspondante du plateau. Si l'appareil est mis alors en mouvement, les électricités accumulées sur le plateau viennent ajouter leur action à celle du caoutchouc, et l'écoulement de l'électricité par les pointes des peignes va en augmentant. Si le plateau antérieur tourne dans le sens droit, et si le caoutchouc est placé en face le peigne de gauche, la moitié supérieure du plateau se couvre d'électricité (+), et la moitié inférieure d'électricité (—). Le plateau ainsi chargé agit sur les peignes du plateau postérieur, qui donnent passage, celui du haut à l'électricité (—), celui du bas à l'électricité (+); le plateau se charge aussi à gauche d'électricité (—), à droite d'électricité (+). On peut alors supprimer l'inducteur et l'écoulement d'électricité devient continu.

En numérotant de gauche à droite les quatre quadrants à partir du peigne directement soumis à l'influence de l'inducteur, on voit que, dans les quadrants 1 et 3, les plateaux sont chargés d'électricités de signes contraires, dans le quadrant 2, tous deux d'électricité (+) et dans le quadrant 4 d'électricité (—). Sur leur surface extérieure entre les deux plateaux, on constate aussi l'existence d'électricité libre sur les quadrants pairs par des lueurs radiales nombreuses et assez fournies pour charger rapidement un condensateur.

La même théorie s'applique à la machine de Holtz ordinaire, dite de *première espèce*, l'armature électrisée du plateau fixe jouant d'abord le même rôle que l'inducteur dans la machine de seconde espèce; lorsque les plateaux mobiles sont suffisamment chargés, que l'écoulement par les pointes a acquis une intensité convenable, les armatures sont polarisées et laissent échapper par leur base de l'électricité de signe contraire, par leurs pointes de l'électricité de même nom que celle du peigne. On peut, en effet, exciter une machine en faisant frotter le plateau mobile sur un cuir amalgamé en face d'un des peignes : le cuir s'électrise assez pour déterminer l'écoulement de l'électricité par les pointes; mais il est nécessaire que ce cuir soit isolé, ce qui prouve bien que l'action n'est pas la même que dans les anciennes machines à frottement.

Sous la forme décrite plus haut, il est clair que la machine ne permet de recueillir que l'électricité produite sur un seul plateau; il est indispensable, en effet, que deux au moins des quatre peignes soient réunis par un bon conducteur, pour utiliser l'électricité produite sur les deux plateaux. M. Poggendorff réunit les peignes deux à deux, savoir : le gauche du plateau antérieur avec le supérieur du plateau postérieur, et le droit du premier avec l'inférieur du second; si alors on donne au plateau antérieur un mouvement *rétrograde*, on obtient un courant notable, pourvu que les électrodes soient assez rapprochées; si, au contraire, le plateau se meut dans le sens direct, on n'obtient rien; dans le premier cas, les deux peignes reliés par un conducteur laissent écouler des électricités de même nom, d'où une tension notable à l'électrode; dans le second, ils émettent des électricités de signe contraire; le conducteur qui les réunit est le siége d'un courant intense, mais l'électrode ne se charge pas; même dans ce cas, la machine est néanmoins active, et il suffit de changer le sens du mouvement pour que l'électrode se charge, sans que l'approche d'un inducteur soit nécessaire.

M. Poggendorff examine enfin l'influence que peut exercer un conducteur diamétral, isolé, mais pointu, que M. Holtz avait ajouté à sa machine, pour augmenter la distance explosive et empêcher le renversement des pôles.

Lorsque dans la machine de seconde espèce on approche le caoutchouc électrisé du peigne vertical qui suit le conducteur, la machine fonctionne facilement, même si l'on éloigne les électrodes, de

sorte qu'on obtient des étincelles beaucoup plus longues. Si, au contraire, on approche l'inducteur du peigne horizontal qui précède le conducteur, la machine ne donne pas d'électricité. L'effet de ce conducteur supplémentaire dépend, du reste, beaucoup de la propriété des plateaux et de la sécheresse de l'air. On peut, après avoir fait fonctionner la machine comme d'ordinaire, interrompre le conducteur qui réunit les deux peignes verticaux : on obtient alors des courants changeant rapidement de sens entre les électrodes et dans le conducteur supplémentaire, effet qui se produit spontanément quand les plateaux ne sont pas en très-bon état. Enfin, si le conducteur est placé verticalement, juste en face des peignes de la roue postérieure, la production d'électricité s'arrête instantanément.

A. Potier.

IL NUOVO CIMENTO.

ANNÉE 1873. — TOME IX.

R. FELICI. — Expériences sur les forces électromotrices induites par un solénoïde fermé, p. 5-12.

Réclamation contre l'inexactitude involontaire du compte rendu d'un travail de M. Felici, inséré par Verdet dans les *Annales de Chimie et de Physique*. En se servant d'un solénoïde fermé, plus petit que celui dont Verdet donne les dimensions, et où circulait le courant de 6 éléments Bunsen seulement, M. Felici a obtenu, contrairement à l'assertion du compte rendu, une induction énergique dans un fil traversant le solénoïde fermé, à la façon de deux anneaux d'une chaîne.

P. Dom. MARIANINI. — Sur deux phénomènes électriques observés par le professeur Stef. Marianini, p. 97-114.

I. Deux fourches métalliques à deux dents, munies l'une d'une pointe, l'autre d'une boule, sont disposées en face l'une de l'autre, les pointes en regard des boules. L'étincelle d'une machine de van Marum prend un chemin ou l'autre dans ce système, suivant qu'elle est positive ou négative.

II. On dispose un siphon à cheval sur un verre rempli d'eau, après

avoir recourbé horizontalement, puis effilé la branche extérieure. On amorce le siphon qui ne fonctionne pas par suite d'un effet de capillarité. On peut alors, par des tâtonnements, et en diminuant ou augmentant convenablement la hauteur du liquide, l'amener à une valeur telle, que ce siphon débite des gouttes divergentes quand l'eau du verre est mise en communication avec une source positive, et ne donne rien quand la source est négative. L'inverse se produit quand on met le bec du siphon en face de la machine, l'eau étant en communication avec le sol.

E. ROSSETTI. — Adjonction à la Note sur une curieuse et élégante expérience électrique, p. 135-140.

Voir cette expérience dans ce Journal (2e année, p. 401). M. Rossetti n'en conteste pas l'analogie avec celles de M. du Moncel, sur les lueurs produites par le passage de l'étincelle au travers des corps mauvais conducteurs. Il dit seulement que les siennes sont plus brillantes, mettent mieux en évidence la différence d'action des deux électricités et peuvent prendre un grand éclat lorsqu'on les fait avec une bobine Rumhkorff de grandes dimensions.

A. ROITI. — Si le courant électrique est un courant d'éther, p. 148-153.

Si le courant électrique est, ainsi que l'admettent quelques physiciens, dû à un transport d'éther d'un point à l'autre du circuit, la vitesse de propagation de la lumière dans un liquide parcouru par un courant doit être influencée par la direction de ce courant, si les vitesses sont comparables. M. Roiti essaye par l'expérience la justesse de cette déduction, et, avec une disposition analogue à celle du réfractomètre interférentiel d'Arago, il ne trouve aucune action sensible.

A. RIGHI. — Sur la composition des mouvements vibratoires, p. 160-201, et t. X, p. 19-38.

Monographie complète du sujet. Le point le plus neuf de ce travail est la composition de trois mouvements vibratoires orthogonaux. On reçoit pour cela le rayon lumineux sortant d'un *système Lissajous* sur un disque de papier blanc porté sur un troisième diapason, vibrant parallèlement à la direction du rayon lumineux, et par conséquent dans un plan perpendiculaire aux deux premières direc-

tions de vibrations. On obtient alors des résultats qui se rapprochent de ceux qu'a observés M. Villari (*voir* ce Journal, 2ᵉ année, p. 118). Ce sont des courbes à trois dimensions que le Mémoire représente en double, de façon que, en les regardant stéréoscopiquement, on ait une idée de leur relief.

TOME X.

A. BARTOLI. — Méthode pour démontrer dans les cours les lois de la gravité, p. 14-19.

Un poids est suspendu à un fil de longueur P et de poids négligeable, attaché lui-même à un second fil horizontal qui retient un autre poids, et qui se rompt pour un très-léger excès de tension. Le premier poids étant tombé de la longueur l, le second fil se rompt, et les deux poids doivent venir frapper en même temps deux arrêts placés, l'un à la distance $4l$, l'autre à la distance l.

R. FELICI. — Expériences sur le temps employé par un corps mauvais conducteur pour revenir à l'état naturel, lorsque cesse l'action inductrice extérieure, p. 84-98.

Voir ce journal (2ᵉ année, p. 75) pour l'analyse du premier Mémoire de M. Felici. Dans ce nouveau travail, l'auteur mesure avec soin, et avec l'aide d'une disposition ingénieuse, le temps de la dépolarisation, et le trouve inférieur à $\frac{1}{1000}$ de seconde. Il n'y a donc là rien qui ressemble à la force coercitive de l'acier, et l'analogie avec le fer doux se prononce de plus en plus.

A. PACINOTTI. — Caisse d'absorption pour la pile Bunsen, p. 115-121.

L'auteur se sert de la chaux pour absorber les vapeurs nitreuses provenant dans la pile de l'action de l'air sur le bioxyde d'azote.

DOMIANO MACALUSO. — Recherches sur la force électromotrice de polarisation, p. 159-170.

La force électromotrice du platine plongé dans une solution d'acide chlorhydrique, à laquelle on ajoute des traces de chlore libre, croît rapidement vers un maximum qui peut atteindre les 0,6 de la force électromotrice d'un élément de Daniell normal.

FR. ROSSETTI. — Sur le pouvoir spécifique inductif des cohibants, p. 170-226.

C'est le Mémoire promis par l'auteur en 1872, et annoncé dans ce journal (t. II, p. 117). La machine de Holtz sert toujours comme

appareil producteur et mesureur d'électricité, et le sujet abordé, duquel M. Rossetti fait un historique très-soigné, est celui que nous avons vu (p. 75) du même volume, étudié par M. Felici.

L'auteur évite les objections relatives à la pénétration possible de l'électricité à l'intérieur du cohibant, en disposant celui-ci taillé en plaque entre deux plaques d'un autre cohibant, qui restent les mêmes pendant une série d'expériences, tandis que le cohibant intérieur varie. Il obtient ainsi des condensateurs composés qui lui donnent pour l'action de la lame intérieure les mêmes résultats que si celle-ci était nue et mise directement en contact avec les armatures.

Les nombres trouvés pour le pouvoir inducteur de divers corps par plusieurs séries d'expériences sont concordants dans le travail de M. Rossetti, mais ils diffèrent un peu de ceux trouvés par d'autres auteurs. Cela tient à ce qu'on ne définit pas bien ces mots *pouvoir inducteur spécifique,* et que chaque expérimentateur mesure sous ce nom une qualité physique qui, en gros, est à peu près toujours la même, mais qui diffère toujours un peu d'un cas à l'autre, par les conditions où on la met en jeu. De là la concordance pour un même opérateur, et la discordance d'un travail à l'autre.

Ph. CINTOLESI. — Sur la stabilité du composé entre l'eau et l'alcool, p. 227-232.

L'auteur montre qu'à la température de 80 degrés et sous la pression ordinaire il y a une légère contraction quand on mélange de la vapeur d'eau à de la vapeur d'alcool.

A. NACCARI. — Des piles électriques et de leurs principales applications, p. 44-49.

A. PACINOTTI. — Sur l'électro-aimant transversal roulant employé comme électromoteur, p. 5-10.

Article relatif à la réclamation de priorité soulevée par l'auteur au sujet de la machine Gramme.

C. RAZZABONI. — Sur un moulinet hydrométrique enregistreur, p. 10-14.

DUCLAUX.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Séance du 12 juin 1874.

La parole est donnée à M. Gréhant, qui met sous les yeux de la Société un petit appareil imaginé par M. Ludwig, permettant de mesurer le débit des vaisseaux sanguins : c'est une espèce de siphon réversible, de capacité donnée, qu'on peut alternativement emplir et vider à l'aide d'un retournement mécanique : l'appareil fonctionne devant la Société.

M. Cornu décrit ensuite un sphéromètre optique, destiné à mesurer spécialement les courbures des surfaces employées en optique : c'est un levier à bascule, dont le déplacement angulaire se mesure à l'aide d'un miroir ou d'une échelle divisée.

Séance du 26 juin 1874.

M. Deprez expose ses recherches sur l'emploi de l'étincelle d'induction et des électro-aimants dans les mesures chronographiques. Il résulte de ses recherches que les électro-aimants ont une supériorité incontestable au point de vue de la constance et de la régularité des signaux.

M. Deprez décrit divers dispositifs nouveaux, destinés à diminuer l'inertie des armatures ; le point le plus saillant de ses recherches est la constatation précise de la constante du temps nécessaire à la désaimantation des électro-aimants. L'auteur fait ensuite fonctionner, sous les yeux de la Société, un appareil enregistreur qui réalise l'application des principes exposés plus haut.

La parole est ensuite donnée à M. Niaudet-Bréguet, qui décrit devant la Société une horloge dont l'échappement est produit par un diapason faisant cent vibrations par seconde. La difficulté qu'il a fallu surmonter a été spécialement celle relative à la fixité absolue du diapason. La régularité de cette horloge est satisfaisante : elle réalise parfaitement le mouvement uniforme.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome II. — Juin 1874.

L. Troost et P. Hautefeuille. — *Étude sur le phosphore*, p. 145.

Eugène Marchand. — *Mesure de la force chimique contenue dans la lumière du Soleil*, p. 160.

Georges Sire. — *Démonstration nouvelle du principe d'Archimède*, p. 253.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVII. — Juin 1874.

J.-A. Fleming. — *Sur la nouvelle théorie du contact de la pile galvanique*, p. 401.

Ketteler. — *Conditions limites de la réflexion et de la réfraction dans les milieux en mouvement*, p. 411.

THOMAS T.-P. BRUCE WARREN. — *Sur la méthode de Warren employée pour découvrir les défauts des fils isolés*, p. 416.

Lord RAYLEIGH. — *Contribution à la théorie des résonnateurs*, p. 419.

OLIVER HEAVISIDE. — *Signaux télégraphiques avec des condensateurs*, p. 426.

JAMES CROLL. — *Cause physique des courants de l'Océan*, p. 434.

CAYLEY. — *Théorie mathématique des isomères*, p. 444.

4e série. — Tome XLVII. — Juillet 1874.

R. CLAUSIUS. — *Différentes formes du viriel*, p. 1.

ARTHUR W. WRIGHT. — *Polarisation de la lumière zodiacale*, p. 13.

N. SCHILLING. — *Les courants constants de l'atmosphère et de la mer : essai pour les ramener à une cause commune*, p. 21.

ROBERT MALLET. — *Ralentissement du mouvement de rotation de la Terre par les marées*, p. 38.

JOHN RAE. — *De quelques propriétés physiques de la glace; sur le transport des galets par la glace et sur les restes des Mammouths*, p. 56.

F. CLOWES. — *Cuve de glace à faces parallèles*, p. 61.

Annales de Poggendorff.

Tome CLI. — N° 4. — Année 1874.

W. VELTMANN. — *Théorie des machines se chargeant par influence*, p. 513.

L. BOLTZMANN. — *Détermination expérimentale des constantes diélectriques*, p. 531.

P.-A. SILJESTRÖM. — *Recherches préalables pour obtenir la relation entre les changements de densité et d'élasticité des gaz sous des pressions inférieures à une atmosphère*, p. 573.

RÖNTGEN. — *Modifications de la méthode employée par Senarmont pour déterminer les surfaces isothermes des cristaux*, p. 603.

E. VILLARI. — *Force électromotrice du palladium dans la pile à gaz*, p. 608.

A. TERQUEM. — *Sur un appareil destiné à montrer la vitesse de propagation du son dans les gaz*, p. 620.

E. WIEDEMANN. — *Sur la lumière réfléchie par le permanganate de potasse*, p. 625.

A. GAWALOVSKI. — *Appareil pour produire et brûler sans danger le gaz oxyhydrogène*, p. 628.

A. GAWALOVSKI. — *Appareil pour laver les précipités, fonctionnant de lui-même*, p. 630.

A. GAWALOVSKI. — *Appareil pour dessécher dans le vide sans l'emploi d'une machine pneumatique*, p. 631.

A. GAWALOVSKI. — *Filtration sous pression*, p. 632.

V. DVOŘÁK. — *Moyen de produire les figures de Kundt*, p. 634.

SIEMENS. — *Sur un galvanoscope capillaire construit par Siemens*, p. 639.

KOPPE. — *Sur le zéro absolu*, p. 642.

W. BERG. — *Remarque sur l'Ouvrage de Zœllner intitulé :* Recherches photométriques, p. 644.

DU MOUVEMENT DE L'AIR DANS LES TUYAUX;

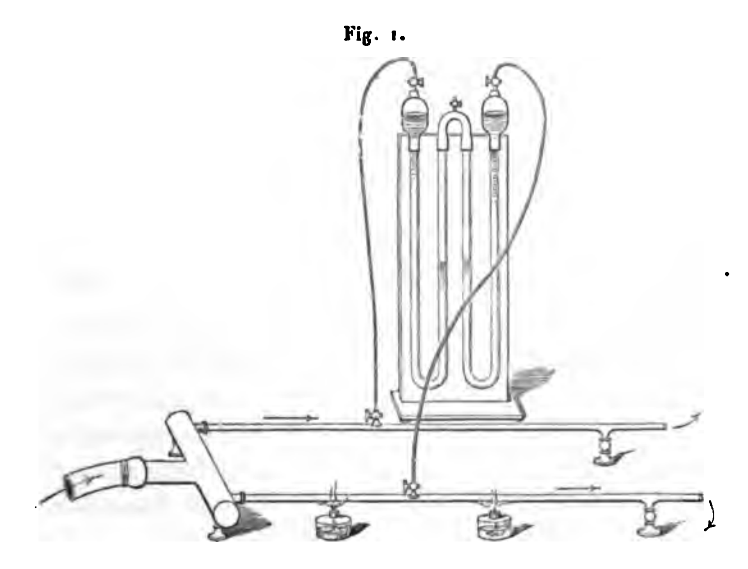
PAR M. CH. BONTEMPS.

(Société de Physique, séance du 13 février 1874.)

Lorsqu'une conduite d'air débite à l'état de *régime*, on peut se demander comment varient les diverses pressions, observées avec le manomètre, lorsqu'on *chauffe* un des points. Nous citerons une expérience qui permet de formuler la proposition suivante : *De part et d'autre du point chauffé, la modification dans les pressions est inverse; devant le point chauffé, la pression augmente; derrière ce point, elle baisse.*

COROLLAIRE. — *Si l'on chauffe également deux points également distants du milieu de la conduite, la pression en ce point milieu n'est pas modifiée.* L'expérience se fait ainsi : on divise un courant en deux branches égales (*fig.* 1) ; le milieu de chaque branche est en relation avec un côté d'un manomètre différentiel très-sensible,

Fig. 1.



qui peut accuser des différences de pression égales à $\frac{1}{10}$ de millimètre d'eau [1].

(1) Le manomètre différentiel est celui de M. Kretz.

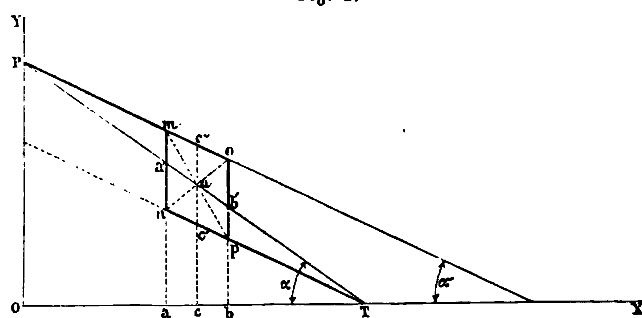
Si l'on chauffe un point de l'une des branches, on voit disparaître l'égalité initiale des pressions dans le manomètre différentiel; le sens de la déviation est conforme à l'énoncé ci-dessus. Lorsqu'on chauffe également deux points de la même branche, également distants du point d'attache de la communication avec le manomètre, on rétablit l'équilibre.

La *fig.* 1 indique suffisamment la disposition de l'appareil.

Nous ferons remarquer l'analogie de l'expérience avec celle qui consiste à introduire une *force électromotrice* dans un circuit galvanique; la modification apportée à la distribution des tensions électroscopiques (conséquence de la loi d'Ohm) est de même nature que le changement des pressions dans le courant d'air.

Nous allons construire la figure qui traduit l'énoncé de la proposition, en faisant l'hypothèse de la distribution régulière de la perte de charge, correspondant à celle de la densité constante dans toute l'étendue du circuit. Si l'on rapporte (*fig.* 2) à deux axes OX,

Fig. 2.



OY les positions des divers points de la conduite de débit et les pressions (tracé graphique d'Ohm, figurant sur les abscisses les résistances et sur les ordonnées les tensions), on prendra OT égal à la *longueur réduite* du tuyau (y compris celle qui correspond à l'analogue de la résistance de la pile), OP égal à la force aéromotrice, excès de la tension de la pompe sur la pression atmosphérique.

L'inclinaison de PT mesurera le *débit* (quantité en poids par seconde).

1° Supposons qu'on chauffe *a* seul : l'application de la règle donne sur le tuyau la distribution des pressions, figurée par la ligne brisée P*ma'n*T (P*m* est parallèle à *n*T).

2° Si l'on chauffe b (seul), la figure sera P$o\,p$T.

Dans le premier cas, la pression en c (milieu de OT) sera cc'; dans le second cas, la pression en c sera cc''.

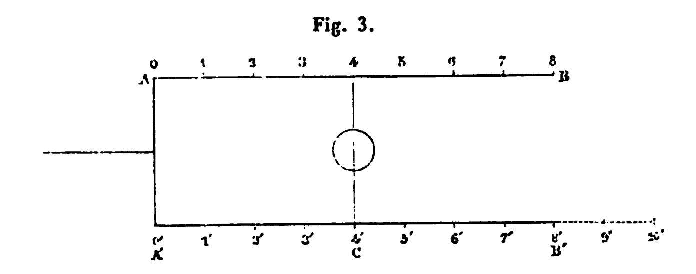
Il est évident sur la figure que la position u, correspondant au chauffage simultané en a et en b, se trouve sur la droite PT.

L'examen de la figure montre, en outre, qu'en chauffant une portion de la conduite, on diminue le *débit* (l'angle α' est plus petit que α), ce qui est conforme à l'expérience.

On peut rendre compte de la modification des pressions par une explication empruntée à la méthode de raisonnement qui convient à l'étude des courants galvaniques.

Représentons par les lignes AB, A′B′ (*fig*. 3) les deux *résistances* égales des circuits dérivés. Les chiffres placés au-dessous de ces lignes expriment en *unités de résistance* la résistance de la portion de tube (ou plutôt de la gaîne de gaz) correspondante ([1]).

Fig. 3.



Donnons une valeur arbitraire à la tension (pression) commune aux deux points A et A′, soit 50 *unités de tension;* de même, soit 20 *unités* (valeur arbitraire) la tension commune aux points B et B′. La différence de tension de A en B, ou de A′ en B′, est de (50 — 20) = 30 unités, de telle sorte que la tension originelle en 4 et en 4′ est 15 unités. Chauffons 1′: suivant notre donnée, nous ne modifions pas la différence des tensions extrêmes, et la résistance A′B′ s'accroît d'une certaine quantité de sa valeur totale;

([1]) Nous faisons ici une application littérale de la loi d'Ohm; il faut entendre que la résistance est une propriété de la masse du fluide et qu'elle est représentée par des longueurs variables d'un tube type dont la section serait égale à l'unité.

Cette idée a été développée dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* (mai 1874).

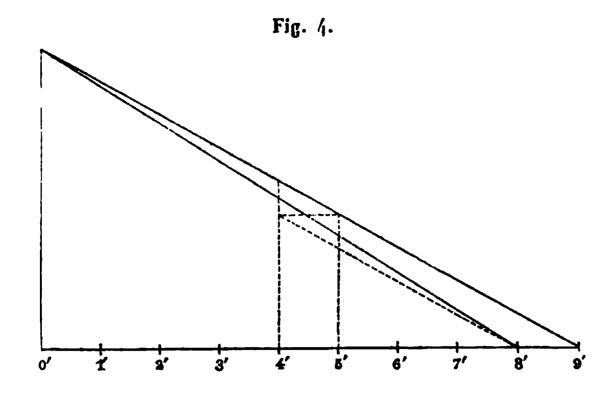
supposons pour la clarté que l'accroissement soit justement de 1 unité de résistance.

Tous les points, tels que 2', 3',..., 7', 8' reculent d'un intervalle égal, puisque l'accroissement équivaut à l'insertion d'une longueur égale à l'unité derrière le point 1', et la conduite A'B' doit être remplacée pour le raisonnement par la ligne o'9' ; le point 4' notamment, où se fait l'observation du manomètre, doit être considéré comme reporté en 5' (*fig.* 4), auquel correspond, suivant un calcul facile, une tension de $13,33 = 30 \times \frac{4}{9}$, ce qui est conforme à l'énoncé : *Quand on chauffe un point, la pression diminue derrière ce point.*

Continuons à chauffer 1', chauffons aussi 7', nous ajouterons une nouvelle unité à la résistance o'-9', qui deviendra o'-10'. Les points derrière 7' seuls devront être transportés suivant le mode de la *fig.* 4.

Les points devant 7', et notamment 5', où se fait l'observation du manomètre, resteront à leur place. La pression en 5' est évidem-

Fig. 4.



ment 15; par conséquent nous justifions le corollaire : *Si l'on chauffe également deux points également distants du milieu de la conduite, la pression en ce point milieu n'est pas modifiée.*

Nous indiquerons prochainement d'autres expériences montrant que l'analogie des phénomènes de régime d'un courant d'air et d'un courant électrique peut être étendue encore, et que les méthodes de mesure de la télégraphie électrique conviennent à la détermination de l'*intensité* d'un courant d'air.

L'expérience relatée ici est destinée à fournir la clef de la modification que subit la loi élémentaire du phénomène (loi d'Ohm), quand tous les points sont *chauffés*, ce qui est le cas d'une conduite plongée dans un milieu qui a une température propre, c'est-à-dire le cas normal. Pour les courants électriques, le problème a été traité à fond par la méthode des dérivations; nous l'appliquerons au courant d'air.

SUR LA PRODUCTION ARTIFICIELLE DES MATIÈRES ORGANIQUES DOUÉES DU POUVOIR ROTATOIRE; PRÉPARATION DES ACIDES TARTRIQUES DROIT ET GAUCHE, EN PARTANT DU GAZ OLÉFIANT;

PAR M. E. JUNGFLEISCH,
Conservateur des Collections scientifiques à l'École Polytechnique.

(Société de Physique, séance du 27 février 1874.)

I. Les recherches synthétiques ont donné depuis vingt ans aux chimistes des résultats tellement merveilleux que la production artificielle des principaux matériaux dont se composent les êtres vivants semble devoir être réalisée dans un temps relativement court. Il est cependant une propriété physique, le pouvoir rotatoire, qui, commune à un grand nombre de composés naturels, ne se retrouve jusqu'ici dans aucune des substances organiques obtenues par la synthèse chimique. D'après certaines idées émises en premier lieu par Biot et partagées par beaucoup de savants, on considère, en effet, les substances douées du pouvoir rotatoire comme produites seulement dans les organismes vivants et par des actions que la science serait impuissante à provoquer: tel est le problème que je crois avoir résolu. En effet, j'ai pris le gaz oléfiant, composé facile à obtenir par synthèse, et je l'ai transformé en acides tartriques optiquement inactifs; puis j'ai dédoublé le produit ainsi obtenu en deux acides symétriques entre eux, nettement caractérisés par les phénomènes optiques et cristallographiques, doués l'un du pouvoir rotatoire à droite, l'autre du pouvoir rotatoire à gauche: l'acide droit est identique avec l'acide naturel.

II. Rappelons d'abord l'état de la question.

Les belles recherches de M. Pasteur ont établi qu'il existe quatre variétés d'acide tartrique, savoir :

1° L'acide tartrique naturel, hémièdre et doué du pouvoir rotatoire à droite ;

2° L'acide tartrique gauche, hémièdre et doué du pouvoir rotatoire à gauche ;

3° L'acide racémique, combinaison optiquement neutre des deux acides actifs qu'il peut reproduire par son dédoublement ;

4° L'acide tartrique inactif, privé d'hémiédrie et de pouvoir rotatoire comme le précédent, mais non dédoublable.

Dans une première série de recherches, j'ai démontré que, sous l'influence de la chaleur, les acides tartriques optiquement actifs peuvent être transformés en acides racémique et tartrique inactif, corps dépourvus d'action sur la lumière polarisée. De plus, sous la même influence, ces deux derniers composés peuvent se transformer réciproquement l'un dans l'autre, et donner lieu, dès lors, à un équilibre limitant le phénomène. Il découlerait de là, si l'on admet que l'acide tartrique inactif est bien réellement inactif, que, contrairement aux idées de Biot, un corps optiquement inactif peut engendrer, en dehors de l'intervention des phénomènes de la vie, un corps optiquement neutre, c'est-à-dire formé de composés actifs séparables l'un de l'autre.

III. Ces résultats m'ont engagé à pousser plus loin, en m'attachant d'abord à l'acide tartrique formé artificiellement. En effet, en 1860, MM. Perkin et Duppa ont établi (¹) que l'acide succinique peut être transformé en acide tartrique : l'acide qu'ils avaient obtenu a été étudié par M. Pasteur et reconnu par lui comme un mélange des acides racémique et tartrique inactif (²). Mais les recherches des éminents chimistes anglais, quelque remarquables qu'elles soient au point de vue chimique, ne résolvent cependant pas la question de la production artificielle du pouvoir rotatoire ; elles ont été faites avec l'acide succinique ordinaire, qui provient, on le sait, de matières naturelles diverses ; on peut donc se demander, comme l'a fait avec raison M. Pasteur (³), si cet acide succinique « est réellement inactif par nature », s'il ne serait pas plutôt « inactif par com-

(¹) *Quarterly journal of the Chemical Society*, t. XIII, p. 102 (juillet 1860). — *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. LX, p. 234.

(²) *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. LXI, p. 484 ; 1861.

(³) *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. LXI, p. 484 ; 1861.

pensation », ou bien même « si cet acide succinique ne serait pas un corps actif dont l'action sur la lumière polarisée serait très-faible et difficile à mettre en évidence ».

Or, peu de temps après la publication des expériences de MM. Perkin et Duppa, M. Maxwel Simpson a eu l'heureuse idée d'étendre aux composés polyatomiques les faits relatifs aux nitriles découverts par MM. Dumas, Malagutti et Le Blanc, et il a formé ainsi, entre autres synthèses remarquables, de l'acide succinique au moyen du gaz oléfiant ou éthylène, par l'intermédiaire du cyanure d'éthylène. L'éthylène, d'ailleurs, peut être obtenu facilement en partant de l'acétylène, formé lui-même par l'union directe des éléments carbone et hydrogène, comme l'a montré M. Berthelot. Si donc on peut, en partant du gaz oléfiant, préparer de l'acide succinique et répéter ensuite avec lui les expériences de MM. Perkin et Duppa; si de plus l'acide tartrique obtenu est résoluble en deux acides optiquement actifs, la question sera complétement élucidée.

IV. J'ai donc préparé de l'acide succinique en partant de l'éthylène.

Le travail que j'entreprenais exigeant un grand nombre de réactions qui donnent chacune un faible rendement, j'ai dû opérer sur des quantités de matière considérables : je n'ai pas mis en œuvre moins de 3800 grammes de bibromure d'éthylène parfaitement pur. Ce produit a été transformé en dicyanure d'éthylène, en suivant exactement les indications de M. Simpson. J'ai ensuite changé le cyanure en acide succinique ; cette opération étant pénible et d'un rendement médiocre dans les conditions signalées par le savant anglais, je l'ai modifiée, et, en suivant une méthode qu'il serait trop long de décrire ici, j'ai obtenu plus de 300 grammes d'acide succinique synthétique pur et cristallisé.

J'ai changé ce corps en acide succinique bibromé, puis en acide tartrique, en modifiant les procédés signalés par MM. Perkin, Duppa et Kekulé.

L'acide tartrique ainsi préparé est identique avec celui que m'ont donné tous les essais préliminaires faits avec l'acide succinique du commerce : c'est un mélange d'acides racémique et tartrique inactif.

J'ai transformé, par l'action de la chaleur, en acide racémique tout l'acide tartrique inactif obtenu.

V. Après avoir mis à part quelques cristaux de l'acide racémique préparé synthétiquement, j'ai transformé le reste en tartrate double de soude et d'ammoniaque, conformément à la méthode de M. Pasteur. La liqueur m'a donné deux sortes de cristaux : les uns, très-nettement hémièdres à gauche et identiques au tartrate gauche, forment une solution douée du pouvoir rotatoire à gauche, comme je m'en suis assuré; les autres cristaux, hémièdres à droite et identiques au tartrate droit, forment une solution douée du pouvoir rotatoire à droite. Les valeurs trouvées pour ces pouvoirs rotatoires sont identiques à celles que fournissent dans les mêmes conditions les produits d'une autre origine. Dans tous les cas, les expériences ci-dessus démontrent l'existence du pouvoir rotatoire dans les acides synthétiques.

En résumé, l'acide racémique et l'acide tartrique inactif provenant du gaz oléfiant sont identiques aux mêmes corps d'origine naturelle, et tous deux peuvent engendrer, directement ou indirectement, les acides tartriques droit et gauche, symétriques entre eux et doués du pouvoir rotatoire.

Ces expériences me paraissent démontrer, en dehors de toute hypothèse sur l'activité optique plus ou moins dissimulée de l'acide tartrique inactif, que le pouvoir rotatoire peut être créé sans l'intervention de la vie et au moyen des composés formés par la synthèse totale des éléments.

VI. J'ajouterai que tous ces faits ne sont pas propres à l'acide tartrique. Des recherches déjà étendues, et portant sur un assez grand nombre de substances optiquement actives, m'ont démontré que leurs diverses variétés optiques peuvent donner lieu à des transformations analogues à celles qui viennent d'être indiquées rapidement pour l'acide tartrique. Je ne citerai qu'un seul exemple.

L'acide camphorique fourni par le camphre ordinaire est doué du pouvoir rotatoire à droite. D'après les belles expériences de M. Chautard, l'acide camphorique obtenu avec le camphre de la matricaire est gauche. De plus, ces deux acides peuvent se combiner et donner naissance à un acide racémo-camphorique inactif par compensation.

En partant de l'acide camphorique droit, j'ai pu obtenir l'acide camphorique inactif et l'acide racémo-camphorique; j'ai réussi à dédoubler ce dernier en acide droit et en acide gauche; de plus, l'acide inactif et l'acide racémique peuvent être transformés réciproquement et régulièrement l'un dans l'autre.

Dans le cas actuel comme dans le cas précédent, la transformation d'un corps inactif par nature en un corps inactif par compensation, et par suite en corps actifs, se trouve réalisée.

L'action de la chaleur permet donc d'une manière générale de produire, de modifier et de détruire, dans certaines substances, le pouvoir rotatoire.

SUR L'ÉVAPORATION DES LIQUIDES A DES TEMPÉRATURES SUPÉRIEURES AU POINT D'ÉBULLITION;

PAR M. D. GERNEZ.

La facilité avec laquelle on peut retarder l'ébullition des liquides en éliminant par des lavages à la potasse chaude, à l'eau distillée et à l'alcool toute bulle gazeuse adhérant aux parois des vases qui les contiennent, m'a permis d'étudier le phénomène de l'évaporation qui se produit très-activement à la surface des liquides surchauffés. Je me suis servi pour cette étude de tubes cylindriques de verre mince, qui contenaient des hauteurs de liquide variant de 6 à 12 centimètres, chauffés dans un bain d'eau s'élevant au-dessus du liquide, jusqu'à 1 ou 2 centimètres de l'orifice de chaque tube; on empêchait ainsi le retour de la vapeur qui ne se condensait pas sur les parois du tube et qui se dégageait librement soit dans l'atmosphère, soit dans un tube latéral qui permettait de la recueillir.

1° *Température du liquide.* — La température du liquide surchauffé qui s'évapore est généralement inférieure à celle du bain qui sert à le chauffer. Si l'on introduit, en effet, dans un tube de 15 millimètres de diamètre, contenant du sulfure de carbone, le réservoir d'un thermomètre préalablement nettoyé, on reconnaît que la température extérieure étant maintenue constante et égale à 60 degrés, celle du sulfure de carbone se fixe à 55°,5 tant que la hauteur de la couche liquide est supérieure à 20 millimètres. La

raison de cette différence de température est assez évidente : quand on introduit le tube dans le bain-marie à température constante, les couches liquides s'échauffent le long des parois, deviennent plus légères, s'élèvent et viennent à la surface du liquide où l'évaporation leur enlève une grande quantité de chaleur ; devenues plus denses par le refroidissement, elles redescendent au fond du tube, et par cette circulation contribuent à rendre la température du liquide uniforme et constante. On peut, du reste, observer ce mouvement continu et très-rapide des couches liquides en y laissant flotter des parcelles solides, de densité convenable, qui n'en provoquent pas l'ébullition si elles ont été débarrassées au préalable d'air adhérent.

La différence entre les températures à l'intérieur et à l'extérieur du tube augmente sensiblement quand on élève la température extérieure.

Elle dépend aussi du diamètre du tube et devient très-faible quand le tube est étroit : ainsi dans un tube de 5 millimètres de diamètre contenant du sulfure de carbone, chauffé extérieurement à 60 degrés, la température indiquée par le thermomètre intérieur est 59°,5.

Cette différence est tout à fait inappréciable dans des tubes plus étroits.

2° *Vitesse de l'évaporation.* — La constance de la température du liquide qui s'évapore est un indice de la régularité du phénomène. L'expérience prouve que la vitesse de l'évaporation est constante : si l'on mesure la hauteur h dont baisse le niveau du liquide en un temps t dans un tube cylindrique maintenu à une température constante, on trouve que le rapport $\frac{h}{t}$ a la même valeur, quelle que soit la hauteur initiale. Ce rapport peut être pris pour mesure de la vitesse de l'évaporation du liquide.

J'ai reconnu l'existence d'une vitesse d'évaporation constante pour tous les liquides, quelle que fût la température ambiante, par exemple pour le sulfure de carbone aux températures de 60, 70, 80, 90 et 100 degrés.

Cette vitesse d'évaporation ne dépend pas de la longueur de la partie vide du tube chauffé par le bain ambiant, pourvu que cette longueur dépasse 30 à 35 millimètres ; dans ces conditions, ou bien la vapeur se dégage sans se condenser, ou bien, s'il y a condensation

sur les parois du tube, les gouttes qui redescendent se volatilisent en passant sur la région chauffée et n'arrivent pas jusqu'au niveau du liquide.

Enfin cette vitesse est sensiblement indépendante de la nature du milieu dans lequel se dégage la vapeur. En opérant, par exemple, avec de l'esprit-de-bois ou du sulfure de carbone, on trouve la même vitesse d'évaporation lorsqu'on laisse la vapeur se dégager librement dans l'atmosphère et lorsqu'on l'enflamme à l'orifice du tube.

3° *Influence de la surface.* — Dans le cas de l'évaporation à basses températures, on admet que, toutes choses égales d'ailleurs, la quantité de liquide vaporisé est proportionnelle à la surface d'évaporation, ou, ce qui revient au même, que la vitesse d'évaporation est constante. Il n'en est pas ainsi dans le cas des liquides surchauffés. On observe une vitesse d'évaporation rapidement croissante à mesure que l'on emploie des tubes d'un plus petit diamètre. Cet effet s'observe non-seulement avec les tubes d'un diamètre plus grand que 5 millimètres, dans lesquels il y a une différence notable de température entre les liquides intérieur et extérieur, mais il est aussi très-prononcé avec les tubes capillaires dans lesquels le liquide est à la température ambiante. Voici, par exemple, le résultat d'expériences faites avec de l'esprit-de-bois rectifié, dont la température d'ébullition sous la pression atmosphérique était 66°,5 et qui fut chauffé à 100 degrés dans des tubes cylindriques de diamètres différents :

	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
Diamètres..........	15	5	3	2	1	0,35	0,2
Vitesses d'évaporation.	1	2,2	2,7	3,6	10	21,9	30

On voit que la vitesse d'évaporation devient extrêmement grande dans les tubes capillaires. Ainsi, dans le tube de $0^{mm},2$ de diamètre, la durée observée d'un abaissement de niveau de 10 centimètres n'était que de quarante secondes; en six minutes quarante secondes le niveau eût baissé d'une hauteur de 1 mètre.

4° *Influence de la température.* — On admet généralement, sur la foi des expériences de Dalton, que la vitesse d'évaporation est proportionnelle à l'excès de la force élastique maxima de la vapeur à la température du liquide sur la force élastique de la même va-

peur disséminée dans le milieu ambiant. Dans mes expériences, le liquide se trouve en contact avec une colonne d'au moins 10 centimètres de hauteur de sa propre vapeur sous la pression atmosphérique; si donc la loi de Dalton est exacte, la vitesse de l'évaporation devra être proportionnelle à l'excès de la tension maxima de la vapeur à la température du liquide sur la pression atmosphérique. Pour le sulfure de carbone, par exemple, si l'on prend les nombres donnés par M. Regnault pour les forces élastiques de cette vapeur et si l'on désigne par 1 l'excès de la tension maxima de la vapeur à 60 degrés sur la pression atmosphérique, les excès correspondant aux températures de 70, 80, 90 et 100 degrés sont représentés par les nombres 1,96, 3,15, 4,60 et 6,35. D'un autre côté, si l'on détermine par expérience les vitesses d'évaporation à ces diverses températures et si l'on divise les valeurs obtenues par la vitesse d'évaporation à 60 degrés, on trouve des nombres très-différents des rapports auxquels conduirait la loi de Dalton, lorsque l'expérience est faite dans des tubes larges; mais les différences sont moins prononcées lorsqu'on étudie l'évaporation dans des tubes étroits. Voici, par exemple, les résultats obtenus avec un tube cylindrique de 2 millimètres de diamètre et corrigés de la dilatation du liquide déterminée directement : 1,94, 3,02, 4,27 et 6,00. Or, avec un tube étroit, nous avons constaté qu'il n'y avait pas de différence appréciable entre les températures intérieure et extérieure : on voit donc que la loi de Dalton ne s'applique pas rigoureusement à l'évaporation des liquides surchauffés; on doit cependant la regarder comme conduisant à des résultats voisins de ceux donnés par l'expérience, mais d'une valeur absolue plus grande.

SUR QUELQUES EXPÉRIENCES DESTINÉES A LA DÉMONSTRATION DES LOIS ÉLÉMENTAIRES DE L'OPTIQUE;

PAR MM. TERQUEM ET TRANNIN.

(FIN.)

IV. — *Marche des rayons dans les prismes.*

Pour faire voir la déviation des rayons lumineux par leur passage à travers un prisme, on emploie, en général, des substances

plus réfringentes que l'air. On peut généraliser la démonstration expérimentale et faire voir l'influence de l'indice de réfraction de la matière dont est fait le prisme, en opérant de la manière suivante : On prend la grande cuve remplie d'eau qui a servi dans l'expérience II, avec les mêmes lentilles de projection et la fente étroite fortement éclairée à l'aide d'une lentille cylindrique. Dans la cuve, sur un support convenable, on place un prisme creux, formé par trois lames de verre collées par leurs bords et dont l'angle peut être compris entre 40 et 60 degrés. On y verse une couche de sulfure de carbone et au-dessus une couche d'eau, en ayant soin de laisser une partie vide assez notable. Le faisceau lumineux qui forme sur un écran l'image de la fente traverse la grande cuve à la hauteur où l'on a placé le prisme creux. Si l'angle du prisme n'est pas trop grand, on obtient trois images sur le même écran : 1° une portion de l'image primitive due aux rayons qui ont traversé la partie B remplie d'eau; 2° un spectre très-intense et très-dispersé, dévié vers la base du prisme et qui est dû au sulfure de carbone; 3° un autre spectre dévié vers le sommet du prisme, moins dilaté que le premier et présentant les colorations en sens inverse. Il est dû aux rayons qui ont traversé la portion du prisme contenant l'air. Pour obtenir le minimum de déviation et la réflexion totale dans les deux spectres, il faut faire tourner le prisme en sens inverse; en outre, la direction des faisceaux réfléchis dont on voit la trace dans la grande cuve indique que, dans le sulfure de carbone, la réflexion totale a lieu sur la face postérieure à l'intérieur du prisme, et, dans l'air, sur la face antérieure, à la sortie de la première lame de verre.

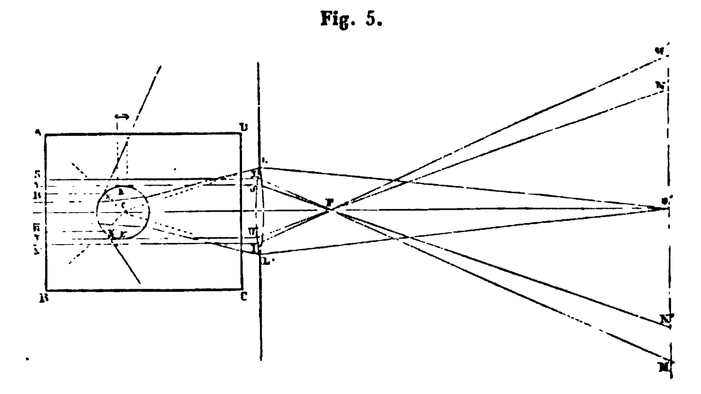
V. — *Expérience relative à la théorie des lentilles.*

La position des foyers dans les lentilles dépend de l'indice de réfraction de la substance qui les forme; en outre, la substance qui constitue la lentille reste complétement obscure tout en étant traversée par les ondes lumineuses. On démontre ces deux faits par l'expérience suivante :

Dans la grande cuve à eau ABCD, on maintient plongé un petit ballon de verre O de 3 à 4 centimètres de rayon, plein d'air et fixé par le col à un support à pince. Un faisceau de rayons parallèles,

d'une section un peu plus grande que le diamètre du ballon, traverse la cuve et vient former, sur un écran, à l'aide d'une lentille convergente LL' convenablement placée, l'image du contour extérieur du ballon. Un écran noir d'assez grande dimension entoure la lentille, afin d'arrêter tous rayons qui n'auraient pas traversé cette dernière. Le faisceau incident se divise en plusieurs parties qui, après avoir traversé la lentille de projection LL', produisent des images différentes sur l'écran. Soient SIS'I' le faisceau incident, O le ballon vide; la partie annulaire SITU, S'I'T'U' du faisceau extérieur au ballon traverse la lentille LL', converge au foyer principal F, et forme sur l'écran un anneau

Fig. 5.



lumineux MNM'N'. Du faisceau TET'E' qui rencontre le ballon, la partie extérieure TERX, T'E'R'X', jusqu'au point X, X' où l'angle d'incidence est égal à 48° 35', angle limite, traverse la lentille aérienne, qui agit comme lentille divergente et le change en un faisceau divergent. Son foyer virtuel, déterminé par la formule $\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right)$, est situé, si l'on prend $n = \frac{4}{3}$, à une distance $f = \frac{3r}{2}$ du centre du ballon, ou à une distance $f' = \frac{3r}{2} + h$ de la paroi DC de la cuve, en appelant h la distance du centre O à cette paroi. Une nouvelle réfraction à la sortie de la cuve change la position du foyer virtuel et le place, pour les rayons peu obliques, à la distance $\frac{3}{4}\left(\frac{3r}{2} + h\right)$ de la paroi CD. On peut poser

$$\frac{3}{4}\left(\frac{3r}{2} + h\right) = h,$$

d'où l'on tire

$$h = \frac{9r}{2}.$$

Alors le foyer virtuel coïncidera exactement avec le centre du ballon; de toutes façons, il en est peu éloigné quand h n'a pas rigoureusement cette valeur.

Que verra-t-on sur l'écran? En O un très-petit cercle lumineux, dû à la partie du faisceau divergent LOL′ qui traverse la lentille; le reste est arrêté par l'écran noir qui entoure cette dernière; autour de O′, un grand cercle noir NO′N′ (1) correspondant au ballon, et enfin, extérieurement, un anneau lumineux MN M′N′, dû au faisceau qui traverse la cuve en dehors du ballon. Le col de ce dernier agit absolument comme une lentille divergente cylindrique; il se projette sous forme d'une large tige noire avec une très-mince ligne lumineuse au milieu. Si, maintenant, on verse de l'eau dans le ballon, les effets de réflexion totale et de déviation cessent de se produire, et l'on voit celui-ci s'illuminer au fur et à mesure qu'il se remplit; quand l'eau a dépassé un peu le centre, le disque lumineux central disparaît. Les mêmes effets se produisent dans les images du col lorsqu'il est atteint par l'eau. Il semble, quand le ballon ou le col est partiellement rempli d'eau, que la partie vide contienne un liquide complétement opaque et que la partie où se trouve l'eau soit vide.

VI. — *Expérience sur la fluorescence.*

On peut très-facilement observer les couleurs des liquides fluorescents sans aucun appareil, de la manière suivante :

Que l'on prenne une dissolution aqueuse d'esculine ou de sulfate de quinine par exemple, et qu'on en laisse tomber quelques gouttes dans un grand verre rempli d'eau, les nuages formés par le liquide fluorescent plus dense se colorent du plus beau bleu, même à la lumière diffuse. Quant aux dissolutions alcooliques, on les laisse tomber goutte à goutte dans un verre rempli d'alcool; une dissolu-

(1) L'image du cercle noir est divisée elle-même en deux parties, un grand disque au centre, très-noir, et une partie annulaire extérieure, moins sombre, séparée de la première par une très-mince circonférence lumineuse. Ce dernier effet est sans doute dû à des réflexions totales à l'intérieur des parois du ballon.

tion alcoolique de chlorophylle (¹) employée ainsi donne des nuages rouges.

On connaît l'expérience classique qui consiste à faire tomber un faisceau de lumière électrique, tamisée par un verre violet, sur un écran de papier portant un dessin fait avec une dissolution concentrée de sulfate de quinine. Il est utile de remplacer la lentille demi-boule qui sert à rendre les rayons parallèles par un miroir argenté placé par derrière les charbons, et dont on règle la distance à l'arc lumineux, de telle sorte que l'image des deux cônes de charbon se fasse exactement sur l'écran; cela fait, on place le verre violet, qui ne laisse passer que les radiations les plus réfrangibles du spectre.

On peut de la même manière éclairer une veine formée par un liquide fluorescent. Pour cela, on fait une dissolution de quelques litres d'esculine, que l'on obtient rapidement en faisant bouillir pendant une demi-heure environ de l'écorce ou de jeunes branches de marronnier d'Inde coupées en petits morceaux dans 1 litre d'eau que l'on étend ensuite.

Ce liquide est renfermé dans le réservoir supérieur d'une fontaine de Héron, que l'on dispose de telle sorte que le jet d'eau se produise dès qu'on ouvre le robinet.

La fontaine est placée à quelques mètres de la lampe, dont on règle le miroir argenté de façon que l'image des cônes de charbon se fasse exactement au-dessus de l'appareil, à la place où jaillira le liquide. Si, après avoir interposé le verre violet, on ouvre le robinet de la fontaine de Héron, on voit, au milieu de l'obscurité presque complète, un jet d'eau lumineux coloré de la belle couleur bleue propre aux dissolutions d'esculine.

On peut placer à l'origine du jet une vasque en verre d'urane, qui s'illumine en vert sous l'influence des rayons ultra-violets.

Cette expérience, peu scientifique à la vérité, produit un très-bel effet, et peut-être préparée et répétée facilement.

(¹) Pour faire des dissolutions concentrées de chlorophylle, le moyen le plus simple consiste à faire digérer des conferves dans de l'alcool. Si l'on emploie des feuilles de lierre, par exemple, il est utile de les faire bouillir quelque temps dans l'eau et de les faire sécher ensuite, avant de les mettre en macération dans l'alcool.

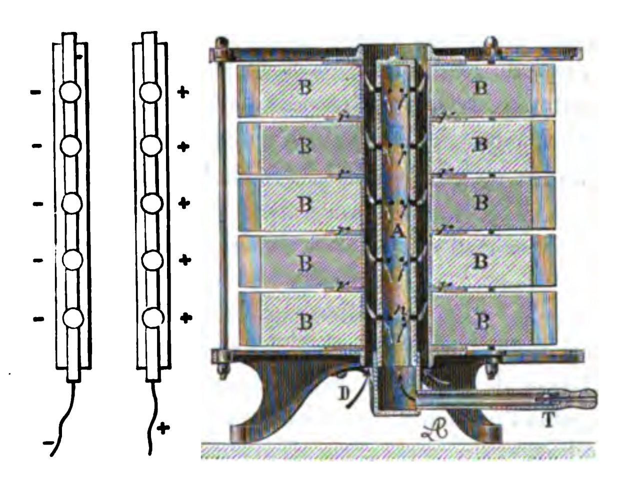
SUR UNE NOUVELLE PILE THERMO-ÉLECTRIQUE;

PAR M. C. CLAMOND.

(Société de Physique, séance du 8 mai 1874.)

La pile thermo-électrique, que j'ai nommée *générateur thermo-électrique*, ne présente dans son ensemble rien qui soit absolument nouveau; mais, par les détails de sa construction et son mode de chauffage, elle réalise un appareil essentiellement pratique et industriel, puisqu'elle réunit cette double qualité de produire sous un petit volume et avec une dépense de gaz relativement faible un courant énergique et constant.

Je crois, avant d'entrer dans les détails techniques concernant mon appareil, devoir jeter un regard rétrospectif sur la question.



Coupe suivant l'axe vertical de l'appareil. Vue des armatures, les barreaux étant assemblés en surface.

T Tubulure servant à l'arrivée du gaz.
A Tuyau en terre réfractaire, percé de trous N par lesquels s'écoule le gaz mélangé à l'air pour brûler dans l'espace annulaire.
D Prise d'air servant à la combustion.
BB Barreaux thermo-électriques.
rr Rondelles en amiante servant à isoler les éléments du générateur.

Les courants thermo-électriques découverts par Seebeck ont été l'objet d'études très-approfondies de la part de savants distingués,

entre autres de MM. Marcus et Ed. Becquerel. Ce dernier a longuement et minutieusement étudié les lois du développement des courants thermo-électriques, dans des substances différentes et à diverses températures, et l'on peut dire que, si ses travaux n'ont pas produit une pile thermo-électrique pratique, ils n'en ont pas moins droit à la reconnaissance de tous ceux qui se sont occupés d'applications thermo-électriques.

Le premier essai d'appareil pratique fut fait par M. Farmer, qui produisit deux de ses modèles à l'Exposition universelle de 1867. Ces appareils, réellement remarquables, avaient le défaut de perdre rapidement leur force. Les barreaux, excessivement fragiles, se brisaient en se refroidissant.

Le 31 mai 1869, M. Becquerel présentait à l'Institut une pile thermo-électrique que j'avais construite en collaboration de M. Mure, avec des couples de galène et des lames de fer.

Il constatait en même temps que l'affaiblissement du courant provenait, non de la diminution de la force électromotrice, mais de l'augmentation de la résistance de l'appareil. Je dois dire, pour rendre justice à mon collaborateur d'alors, M. Mure, que si nos efforts communs ne parvinrent pas à rendre les piles à galène durables, ils contribuèrent à donner aux barreaux et à l'ensemble de la pile une disposition que j'ai conservée, n'en ayant pas trouvé de meilleure.

Les recherches que j'ai faites par la suite m'ont prouvé que l'augmentation de la résistance intérieure était due à deux causes :

1° Oxydation des contacts des lames polaires avec le barreau cristallisé, sous l'influence de la chaleur;

2° Fendillation du barreau et séparation de ses différentes parties suivant des plans perpendiculaires à sa longueur.

J'ai évité le premier inconvénient par une disposition particulière de l'attache de la lame polaire. A cet effet la lame métallique, découpée au balancier, est repliée sur elle-même de manière à présenter une ou plusieurs charnières. Ces charnières, prises dans la coulée, se trouvent d'abord enveloppées par le métal, qui s'introduit ensuite dans leur intérieur et forme ainsi des noyaux métalliques. Ces derniers, se dilatant plus que les charnières, pressent constamment contre elles, de sorte que l'action de la chaleur ne tend qu'à raffermir les contacts.

Quant au second inconvénient, il était bien plus difficile à constater et à éviter.

Lorsqu'on coule un corps thermo-électrique, soit un métal, soit un sulfure métallique, dans un moule froid de forme cubique, il se forme trois plans de séparation parallèles aux faces du cube, de sorte que l'on obtient par le fait huit cubes séparés. Ces séparations ne sont pas visibles de premier abord; mais, après avoir chauffé plusieurs fois de suite la masse, on constate en la brisant l'existence de ces trois plans par des couches noires provenant de l'oxydation de ces surfaces intérieures. Ce fait peut s'expliquer en ce sens que les corps thermo-électriques, étant dépourvus d'élasticité et tous plus ou moins cassants, se séparent en parties distinctes qui cristallisent sur les parois du moule. Les corps thermo-électriques coulés dans des moules froids sont excessivement fragiles. On a cru, en faisant recuire ces barreaux, améliorer leur condition physique. Le recuit donne au barreau un aspect plus solide, mais ne fait que développer les fentes qui se sont formées par la coulée. J'ai monté des piles avec des barreaux recuits et d'autres non recuits, soit en galène, soit en alliages métalliques, et j'ai toujours remarqué que les barreaux recuits faiblissaient plus rapidement encore que les autres. Les conditions à remplir pour obtenir des barreaux homogènes sont les suivantes : annihiler l'influence des parois du moule et empêcher le plus possible la cristallisation.

J'ai employé à cet effet un procédé analogue à celui qui est usité pour donner aux bougies stéariques de la solidité en empêchant la cristallisation. Le moule étant chauffé à une température très-voisine du point de fusion de la substance thermo-électrique, celle-ci est coulée elle-même très-près de son point de solidification.

J'ai adopté pour la confection de mes couples l'alliage de zinc et d'antimoine employé par Marcus et des lames de fer pour armatures. J'ai adopté l'alliage antimoine et zinc, parce qu'il est bon conducteur de l'électricité et parce que la température de son point de fusion rend plus pratique et plus facile à réaliser mon mode de coulage; mais je dois, en passant, signaler un fait qui est en opposition avec les idées admises jusqu'à ce jour.

On sait que l'alliage zinc et antimoine possède la propriété thermo-électrique à son maximum d'intensité lorsqu'il est composé d'équivalents chimiques égaux des deux métaux qui le constituent.

Or l'expérience m'a conduit à affaiblir la tension de mes barreaux de manière à gagner en quantité ce que je perds en tension. Ainsi le modèle que j'ai l'honneur de soumettre à la Société dépose 20 grammes de cuivre à l'heure, et le même modèle, construit avec des barreaux du même alliage d'une tension plus forte, ne dépose que 12 grammes à l'heure. Cela tient à ce que la résistance du barreau diminue plus vite que sa force électromotrice et que, par le fait, la constante $\frac{E}{R}$ du couple augmente. Il résulte de là que les barreaux les plus énergiques ne sont pas ceux qui constituent les piles les plus énergiques.

J'emploie le fer préférablement au cuivre et à l'argentan, parce que ces derniers métaux sont attaqués, dissous par l'alliage, et que les armatures qu'ils constituent sont mises rapidement hors de service. Le fer, au contraire, résiste très-bien.

Ainsi construits, les barreaux thermo-électriques ont pu constituer des piles qui ne sont plus sujettes à détérioration. J'ai dû à l'obligeance de M. Jamin la faculté de faire fonctionner ces appareils dans son laboratoire de la Sorbonne et d'y continuer mes études et mes travaux. C'est ainsi qu'un de mes appareils y a fonctionné six mois sans éprouver de variation.

Voici, du reste, la disposition de l'appareil :

Les barreaux sont assemblés en couronnes et accouplés en tension. Ces couronnes, composées de dix barreaux chacune, sont superposées et séparées entre elles par des rondelles en amiante.

Le tout forme un cylindre dont l'intérieur est luté avec de l'amiante et chauffé au moyen d'un tuyau en terre réfractaire percé de trous. Le gaz, mélangé à l'air, sort de l'intérieur de ce tuyau et vient brûler dans l'espace annulaire compris entre le tube et les barreaux. Les extrémités des couronnes viennent aboutir à des pinces en cuivre fixées sur deux planchettes. Les couronnes peuvent être accouplées en tension ou en surface : la surface que peut recouvrir chaque couronne est de 7 décimètres carrés, ce qui fait 35 décimètres carrés pour toute la pile. On obtient alors un dépôt moyen de 20 grammes à l'heure de cuivre de bonne qualité.

La dépense du gaz est réglée au moyen d'un régulateur (rhéomètre) de M. Giroud, qui la rend invariable et met à l'abri des variations de pression.

Ainsi disposée et construite, la pile marche des mois entiers sans entretien ni surveillance, fournissant un courant absolument constant.

Le modèle présenté dépense 170 litres, c'est-à-dire environ 5 centimes de gaz à l'heure, et dépose 20 grammes de cuivre, ce qui porte la dépense de gaz par kilogramme de cuivre déposé à $2^{fr},50$. Un certain nombre de ces modèles fonctionnent depuis plusieurs mois dans les ateliers de galvanoplastie, entre autres ceux de la maison Goupil et de l'imprimerie de la Banque.

J'ajouterai, avant de terminer, que je construis des modèles de différentes grandeurs. J'ai reconnu que la quantité d'électricité augmente proportionnellement à la grosseur des pièces. Je fais donc des barreaux de dimensions très-variables et dont les poids varient de 50 grammes à 4 kilogrammes. L'expérience m'a démontré qu'à nombre égal de couples les poids de cuivre déposé étaient proportionnels aux poids des couples.

Les couples qui constituent l'appareil en question pèsent 200 grammes; trente d'entre eux équivalent à un couple de Bunsen de 18 centimètres de hauteur. La force électromotrice de l'appareil est donc à celle d'un couple de Bunsen comme 5 est à 3.

SPECTROSCOPE A OCULAIRE FLUORESCENT;

PAR M. J.-L. SORET.

(Extrait des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, avril 1874.)

On a employé deux méthodes principales pour l'observation de la partie ultra-violette du spectre.

L'une consiste à en faire l'épreuve photographique. La lame préparée peut être introduite dans un spectroscope ordinaire à la place habituelle du réticule de la lunette. On arrive par ce moyen à une reproduction extrêmement délicate du spectre, et, avec quelque soin, on peut obtenir des mesures exactes de la déviation des raies; mais l'opération dans son ensemble est toujours longue et compliquée.

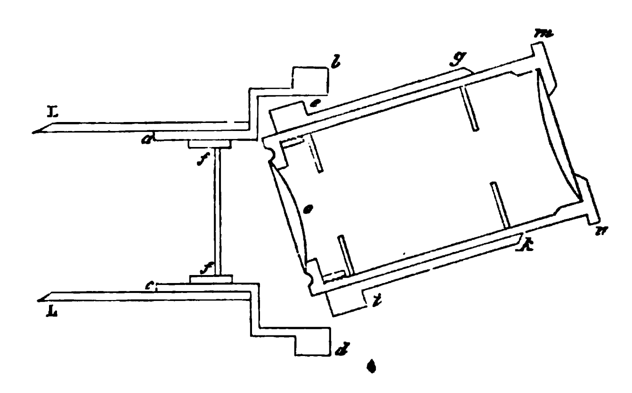
La seconde méthode consiste à projeter le spectre sur une sub-

stance fluorescente : la partie ultra-violette devient alors visible; mais l'observation doit être faite dans une chambre complétement obscure, et elle ne se prête que difficilement à des mesures angulaires.

Le procédé que je vais indiquer, et qui n'est qu'une modification de cette seconde méthode, me paraît pouvoir être avantageusement employé dans certains cas.

Il consiste à placer une lame d'une substance transparente et fluorescente dans la lunette d'un spectroscope au foyer de l'objectif, et à observer le spectre avec un oculaire incliné sur l'axe de la lunette.

Cette disposition peut facilement être adaptée aux spectroscopes ordinaires. On enlève l'oculaire dont on se sert habituellement, et on le remplace par un dispositif que l'on peut appeler *oculaire fluorescent*, et qui est représenté en coupe dans la figure ci-dessous.



Il se compose d'une pièce en laiton *abcd* formée d'un anneau *bd* soudé à un bout de tube *ac* lequel entre à glissement dans le tube de la lunette LL, et porte en *ff* la lame fluorescente fixée dans une petite bonnette ; puis d'une seconde pièce *egik*, formée également d'un anneau *ei* dont le diamètre est plus petit que celui de l'anneau *bd* et qui est soudé à un bout de tube *gk*. Ces deux pièces sont reliées l'une à l'autre de la manière suivante. L'anneau *ei* est disposé concentriquement à l'anneau *bd*, auquel il est fixé par les pointes de deux vis (non représentées dans la figure) qui sont placées aux extrémités du diamètre horizontal des deux anneaux, et forment ainsi un axe passant par le point *o* de la figure. La pièce

egik peut tourner autour de cet axe en s'inclinant sur l'axe général de la lunette du spectroscope. Une vis de pression convenablement disposée (non représentée dans la figure) permet de fixer la pièce *egik* dans une position quelconque. Dans le tube *gk* de la pièce mobile, on introduit un oculaire ordinaire *mno* (celui du spectroscope, si sa distance focale est convenable), et on l'ajuste de manière à voir nettement la lame fluorescente. Deux traits fins et se coupant à angle droit peuvent être tracés au diamant sur cette lame et jouent alors le rôle du réticule. Pour que la lame fluorescente puisse être amenée au foyer de l'objectif de la lunette du spectroscope, celle-ci doit être disposée de manière que le tube qui porte l'oculaire puisse suffisamment rentrer dans le tube qui porte l'objectif. Comme lame fluorescente, on peut employer, soit du verre d'urane, soit divers liquides contenus entre deux lames très-minces de verre, peu écartées l'une de l'autre (1 millimètre à $1^{mm},5$).

Si l'on veut employer cet appareil pour l'observation du spectre solaire, on fait tomber sur la fente du spectroscope un faisceau de rayons qu'il convient de concentrer par une lentille convergente à long foyer, et de préférence en quartz. Il y a avantage aussi à intercepter, par un verre bleu de cobalt, les rayons les plus éclairants du spectre. On met au point, sans l'incliner, l'oculaire *mno*, puis on dirige la lunette sur la partie la plus réfrangible du spectre visible. La présence de la lame fluorescente n'empêche pas l'observation du spectre lumineux dont on voit les raies avec netteté ; mais dans cette position de l'oculaire on distingue très-mal le spectre fluorescent qui se produit sur la lame. Pour le voir nettement, il faut incliner l'oculaire et le placer dans la position indiquée dans la figure ; on cesse alors d'apercevoir le spectre lumineux, mais on voit très-bien le spectre fluorescent d'une teinte uniforme traversé par des lignes noires. On peut amener ces lignes en coïncidence avec les traits croisés, tracés sur la lame, et mesurer leur déviation.

J'ai essayé diverses lames fluorescentes.

Avec le verre d'urane, le spectre fluorescent est bien visible depuis la raie G ; il est très-intense vers H ; les quatre raies M sont encore bien visibles, mais au delà il y a moins de netteté.

Avec le bisulfate de quinine, le spectre est très-beau et présente beaucoup plus d'éclat ; il ne s'étend que très-peu dans la partie

visible, jusqu'à *h* environ. On distingue bien nettement les raies jusqu'au groupe N et même un peu au delà.

L'esculine peu concentrée m'a paru donner le spectre le plus intense; on distingue très-nettement les raies N et même O. Le spectre s'étend dans le violet un peu plus que cela n'a lieu avec la quinine (¹).

Le rose-naphtaline (Magdala) un peu concentré donne de moins bons résultats pour la portion ultra-violette au delà de M; mais l'aspect du spectre fluorescent est curieux dans la partie correspondant aux rayons directement visibles : presque depuis D jusqu'à M on distingue toutes les raies avec une parfaite netteté.

Du reste, les apparences dépendent non-seulement de la substance fluorescente et de son degré de concentration, mais aussi de plusieurs autres circonstances. La vivacité de la lumière solaire a une grande influence; si le ciel n'est pas très-pur ou si le soleil est près de son coucher, le spectre perd beaucoup de son intensité. La nature du prisme influe fortement. Avec un prisme et même deux prismes de flint blanc, on voit une portion étendue du spectre ultra-violet, surtout si l'on a soin de faire passer le faisceau de rayons près de l'arête du prisme. Quant au flint lourd, il absorbe, comme on le sait, les rayons ultra-violets. Il en est de même des systèmes de prismes des spectroscopes à vision directe. On obtiendrait sans doute un spectre plus étendu si les prismes et les lentilles étaient en quartz ou en spath d'Islande.

Quant à l'application de ce procédé à l'étude des spectres ultra-violets des métaux, je n'ai fait qu'un petit nombre d'essais qui n'ont pas été complétement satisfaisants. En faisant passer les étincelles d'un appareil de Ruhmkorff entre des électrodes de différents métaux, avec adjonction d'une bouteille de Leyde, j'ai réussi à distinguer quelques lignes. Par exemple, j'ai bien vu avec le magnésium la raie ultra-violette voisine de L ($\lambda = 0{,}00380$), et avec le cadmium une raie près de N (probablement la neuvième raie du spectre décrite par M. Mascart, $\lambda = 0{,}00361$); mais l'intensité était faible, et il n'aurait pas été possible de prendre des mesures angulaires

(¹) Il est avantageux que le spectre lumineux et le spectre fluorescent aient une partie commune, parce que l'on peut s'assurer de la coïncidence de position d'une raie vue directement ou par fluorescence.

exactes. Il est vrai que les décharges que j'ai employées auraient pu être plus énergiques et que les moyens de concentration de la lumière dans la fente du spectroscope laissaient à désirer. On arriverait probablement à de meilleurs résultats en perfectionnant le procédé.

En résumé, cette méthode me paraît surtout applicable à la lumière solaire; elle rend visible, avec une grande netteté, le spectre de H à N sans qu'il soit nécessaire d'opérer dans une chambre complétement obscure; elle permet de prendre facilement des mesures angulaires. Sans doute, elle est moins délicate que la méthode photographique, mais elle est beaucoup plus prompte. Je crois qu'on pourrait utilement l'employer à certaines déterminations, par exemple à la mesure de l'indice de réfraction de diverses substances pour les rayons très-réfrangibles et à l'absorption de ces radiations par différents milieux.

SUR LA RÉPULSION D'UNE FLAMME PAR L'ÉLECTRICITÉ;

PAR M. NEYRENEUF.

Si, dans l'expérience du refoulement d'une flamme par une pointe positive (1), on intercale entre la pointe et le bec une lame métallique en communication avec le sol, on constate que le refoulement est encore très-net.

Il résulte de là : 1° que la modification que subit la flamme dans les circonstances ordinaires provient d'un double effet d'attraction propre du bec négatif et de répulsion de la pointe positive; 2° que l'induction se propage en ligne courbe.

PISATI. — Sulla dilatazione del solfo fuso (Sur la dilatation du soufre en fusion); *Gazetta chimica italiana*, t. IV; 1874.

M. G. Pisati a publié récemment un travail très-consciencieux sur la dilatation du soufre fondu; il a cherché, comme ses prédé-

(1) *Journal de Physique*, t. II, p. 180.

cesseurs, à reconnaître si le soufre, qui se comporte d'une façon anormale sous l'influence de la chaleur, ne présente pas dans sa dilatation quelque point singulier.

L'auteur a opéré par deux méthodes : le thermomètre ordinaire et le thermomètre à poids; il s'est servi du soufre de Sicile en beaux cristaux octaédriques, et en a déterminé la densité et le point de fusion.

Il a trouvé, pour la densité à zéro, les résultats suivants :

Méthode hydrostatique...	I.............	2,07567
	II............	2,07576
	III..........	2,07518
Moyenne......................		2,07554
Méthode du flacon.....	I.............	2,07397
	II............	2,07571
Moyenne......................		2,0748

Il a déterminé le point de fusion en plaçant, dans un petit tube à parois minces, du soufre sec et pulvérisé, et, introduisant ce tube dans un bain de paraffine préalablement chauffé à 112 degrés et fortement agité, le soufre ne fondait pas. A 113 degrés, le soufre fondait quelquefois après cinq ou six secondes; à 113°,5, il fondait en quelques secondes. Quand, au contraire, on plaçait le soufre dans un tube, et qu'on élevait progressivement la température, la fusion pouvait n'avoir lieu qu'à des températures allant jusqu'à 121 degrés.

Il a obtenu le même nombre en déterminant la température de solidification.

La détermination des dilatations a été faite en maintenant l'appareil qui renfermait le soufre dans un bain d'huile agité mécaniquement et chauffé au gaz; la température était donnée par un thermomètre à mercure, comparé préalablement à un thermomètre à air.

Le remplissage des appareils destiné à mesurer la dilatation se faisait avec le soufre préalablement fondu et maintenu pendant cinq à six heures entre 115 et 120 degrés. L'introduction se faisait dans l'appareil déjà plongé dans le bain. Pour éviter qu'il ne restât

de l'air emprisonné dans le tube, on faisait le vide sur le soufre liquide à l'aide d'une bonne machine pendant une demi-heure; on voyait d'abord se dégager des bulles, et l'on jugeait qu'il n'y avait plus d'air, lorsque, malgré l'action de la machine, le niveau ne variait plus.

Les lectures aux diverses températures se faisaient ensuite, et on ne les acceptait comme bonnes que quand deux lectures faites à dix minutes d'intervalle donnaient le même résultat. Après chaque série, on laissait revenir lentement l'appareil à la température ordinaire et on le pesait. On calculait ensuite le volume spécifique pour chaque température. Les expériences concordantes faites par les deux méthodes ont donné les résultats suivants :

Si l'on prend pour abscisses les températures et pour ordonnées les volumes spécifiques, on trouve que de 110 à 150 degrés la courbe est sensiblement rectiligne; à partir de 150, elle s'incline rapidement vers l'axe des abscisses, présente un point d'inflexion entre 160 et 170, puis se relève rapidement d'abord, et lentement ensuite en tournant sa convexité vers l'axe des abscisses.

M. G. Pisati a imaginé de construire la courbe des variations des volumes spécifiques, et il a trouvé que cette courbe s'abaissait rapidement vers l'axe des abscisses de 110 à 160 degrés, où elle présentait un minimum et se relevait ensuite, comme si elle tendait vers une asymptote horizontale, située à une moindre hauteur que l'ordonnée de départ.

Divers auteurs s'étaient occupés antérieurement de la même question.

Despretz, en 1838, avait trouvé les résultats suivants :

De 116 à 130°	dilatation moyenne par 1°	0,000622
De 110 à 150	»	0,000581
De 110 à 200	»	0,000454
De 110 à 250	»	0,000428

et avait conclu à une diminution progressive du coefficient de dilatation.

Hermann Kopp avait cru la dilatation du soufre uniforme et lui avait attribué entre 126 et 152 degrés la valeur moyenne 0,000458.

Plus tard, M. Berthelot, dans ses recherches sur le soufre, a constaté que la formation du soufre insoluble commençait vers 155 de-

grés et arrivait rapidement à une forte proportion vers 170 degrés, pour ne varier ensuite que très-lentement, à partir de ce point. La température de 170 degrés constituait donc un point singulier dans la transformation du soufre sous l'influence de la chaleur.

M. Berthelot, en interprétant les résultats de Despretz, a trouvé pour le coefficient de dilatation du soufre,

De 110 à 130	0,000622
De 130 à 150	0,000540
De 150 à 200	0,000352
De 200 à 250	0,000381

et a montré par là qu'entre 150 et 200 degrés le coefficient du soufre éprouvait une diminution considérable et passait par un minimum très-remarquable.

Les études sur la dilatation du soufre et sur la formation concomitante du soufre insoluble ont été reprises par M. Moitessier, qui a exposé les résultats de ses travaux dans une thèse passée en 1864 devant la Faculté des Sciences de Montpellier.

Les recherches faites avec des soufres de diverses provenances ont donné des résultats concordants. M. Moitessier s'en est servi pour construire la courbe des dilatations. Cette courbe est analogue pour la forme à la courbe des volumes spécifiques donnée dans le Mémoire de M. Pisati, sauf que l'inflexion y est moins accusée. Les dilatations calculées de 10 en 10 degrés présentent un minimum entre 160 et 180 degrés.

Il y a donc sur ce point important concordance entre les résultats de M. Pisati et les déterminations antérieures de M. Moitessier; seulement le premier fixe le minimum un peu au-dessus de 160 degrés, le second un peu au-dessous de 170.

Les nombres de M. Pisati et ceux de M. Moitessier diffèrent très-peu (leur différence est peut-être due à ce que le premier n'a pas rapporté les températures au thermomètre à air); il n'en est pas de même de ces nombres et de ceux de Despretz qui sont notablement plus forts, comme le prouve le tableau suivant :

	Pisati.	Despretz.
De 110 à 130	$\delta =$ 0,000512	$\delta =$ 0,000622
De 110 à 150	0,000498	0,000581
De 110 à 200	0,000358	0,000454
De 110 à 250	0,000352	0,000428

Quoi qu'il en soit, les expériences de M. Moitessier, confirmées par celles de M. Pisati, établissent d'une façon incontestable l'existence d'un point singulier dans la dilatation du soufre, correspondant à une température comprise entre 160 et 170 degrés; ce point singulier avait été déjà signalé par M. Berthelot, en ce qui concerne la formation du soufre insoluble.

M. Pisati, en choisissant comme fonction, non pas la dilatation moyenne à partir de l'origine de l'échelle, ni la dilatation pour les diverses parties de l'échelle, mais la variation du volume spécifique, a donné au tracé représentatif de ce phénomène une forme qui accentue très-nettement le minimum de dilatation.

Le choix de cette variable est en effet éminemment propre à mettre en relief les allures caractéristiques que présente la dilatation des corps.

J. Lissajous.

LEHNEBACH. — Bestimmung des Emissions vermögens schwarzer Körper mittelst der eiscalorimetrischen Methode (Détermination du pouvoir émissif des corps noirs par la méthode du calorimètre de glace); *Annales de Poggendorff*, t. CLI, p. 96, 1874.

Pour mesurer le pouvoir émissif des corps noirs, M. Lehnebach souffle à l'extrémité d'un tube de verre une boule d'un diamètre de 2 à 4 centimètres: le tube porte une division en millimètres; la boule est ensuite remplie d'eau que l'on fait congeler. Cet appareil constitue le calorimètre, les variations de volume du mélange d'eau et de glace indiquant les quantités de chaleur reçues par l'appareil. Ce calorimètre, dont la surface peut être noircie, traverse un bouchon en caoutchouc qui ferme un ballon d'assez grande dimension; le même bouchon laisse passer aussi l'une des branches d'un manomètre, et un tube qui met le ballon en communication avec une machine pneumatique.

Un vide convenable étant fait dans le ballon, on le porte dans une étuve à 100 degrés, puis on note les volumes occupés par le mélange de 10 en 10 degrés; la quantité de chaleur calculée d'après les variations de volumes est ramenée à l'unité de temps et de surface ([1]). Les nombres ainsi obtenus sont sensiblement indépendants

---

([1]) Les unités adoptées sont le gramme, la seconde, le centimètre et le degré centigrade.

de la pression de l'air (entre zéro et 75 millimètres), et restent les mêmes que les surfaces des ballons soient noircies ou non, ce qui tend à prouver que le verre absorbe énergiquement les rayons de chaleur au-dessous de 100 degrés ; mais ces nombres diminuent très-sensiblement quand le diamètre de la boule du calorimètre augmente. C'est à la conductibilité de l'air pour la chaleur que l'auteur attribue cet effet : il accepte les idées de Maxwell et de Clausius, qui assignent aux gaz une conductibilité indépendante de la pression et le coefficient $0{,}0000\,55\ (1 + \alpha t)$ pour l'air ; il calcule alors les quantités de chaleur cédées par conductibilité et, les retranchant des résultats observés, il trouve un nombre sensiblement constant dans ses diverses expériences et égal à 0,015.

On doit remarquer que l'auteur n'a pas tenu compte de l'influence de la couche d'eau adhérente au verre du calorimètre, influence qui pourrait être notable ; en tout cas, le nombre qu'il a trouvé est notablement plus faible que celui (0,025) indiqué par M. Mac-Farlane (¹).

A. Potier.

A. WINKELMANN. — Ueber die Wärmeverhältnisse beim Auflösen gemischten Salze in Wasser un die dabei eintretenden Wechselzersetzungen (Sur les phénomènes thermiques et les doubles décompositions accompagnant la dissolution des mélanges salins dans l'eau); *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 492, 1873.

L'auteur confirme ce fait déjà signalé par M. Marignac (²), que dans le mélange de deux dissolutions salines concentrées, ne pouvant donner lieu à aucune double décomposition, il y a, en général, dégagement de chaleur. Outre les deux solutions, nitrate de potasse et nitrate de soude, qui avaient offert les premières à M. Marignac une élévation notable de température dans leur mélange, l'auteur indique les couples 1, 3, 4, 7, 8 et 15 de M. Rüdorff (³) comme se comportant de même. Il y a cependant, M. Marignac l'avait déjà remarqué, quelques solutions (par exemple les couples 5 et 6 de M. Rüdorff) qui, mélangées, donnent un abaissement de température. Pour des dissolutions étendues (au-dessous du $\frac{1}{40}$, d'après

(¹) *Journal de Physique*, t. II, p. 427.
(²) *Archives de Genève*, t. XXXIV, p. 319; 1869.
(³) *Journal de Physique*, t. II, p. 366.

M. Marignac), on retrouve dans tous les cas la thermoneutralité. Quant aux sels pouvant donner lieu à des doubles décompositions, sels pour lesquels la loi de thermoneutralité comporte, on le sait, d'importantes exceptions, les expériences de l'auteur ne nous apprennent rien de plus que celles de M. Rüdorff, dont je retrouve même la plupart des couples de mélanges inverses dans les sels employés par l'auteur.

VIOLLE.

Dr A. VOLLER. — Ueber Aenderungen der electromotorischen Kraft galvanischer Combinationen durch die Wärme (Changements qu'éprouve la force électromotrice des combinaisons galvaniques par l'effet de la chaleur); *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 394, 1873.

L'auteur a déterminé, par la méthode de Poggendorff, les forces électromotrices de quelques couples à des températures diverses; d'après ces recherches, cette force augmenterait d'environ 5 pour 100 entre 0 et 100 degrés, au contact du platine et de l'ammoniaque, au contact du zinc et de l'acide sulfurique, et de 17 pour 100 entre 21 et 78 degrés au contact du cuivre et du chlorure de sodium. Au contraire, les combinaisons ($Zn-ZnO,SO^3$), ($Zn-NaCl$) donnent une diminution de 8 pour 100 entre 28 et 90 degrés; la combinaison ($Cu-CuO,SO^3$) de 0,43 pour 100 entre 22 et 91 degrés, et ($Cu-ZnO,SO^3$) de 0,83 entre 25 et 80 degrés. L'intensité des phénomènes au contact du cuivre et des divers liquides est remarquable.

A. POTIER.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome II. — Juillet 1874.

E. FRANKLAND. — *Note sur quelques observations thermométriques pendant l'hiver dans les Alpes*, p. 379.

A. DE LA RIVE et ÉD. SARASIN. — *Quelques expériences concernant les effets du magnétisme sur la décharge électrique à travers un gaz raréfié lorsqu'elle s'accomplit dans le prolongement de l'axe de l'aimant*, p. 421.

D. Mendéléef et Kirpitschoff. — *Notice préliminaire sur l'élasticite de l'air raréfié*, p. 427.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVIII. — Août 1874.

W. Crookes. — *Sur l'attraction et la répulsion qui accompagnent la radiation*, p. 81.

James O'Kinealy. — *Théorème de Fourier*, p. 95.

N. Schilling. — *Les courants constants de l'air et de la mer : essais pour les rapporter à une cause commune*, p. 97.

Mc Leod. — *Appareil pour la mesure des faibles pressions gazeuses*, p. 110.

W.-H. Stone. — *Pression qu'exerce l'air dans les poumons pendant le jeu des instruments à vent*, p. 113.

W.-H. Stone. — *Du son des fils tendus abaissé par le passage d'un courant galvanique*, p. 115.

H.-G. Madan. — *Perfectionnement dans la construction du spectroscope*, p. 116.

L. Schwendler. — *Théorie générale du télégraphe à double dépêche*, p. 117.

W.-H. Stone. — *Disposition simple pour montrer avec un microscope ordinaire les anneaux colorés des cristaux à un axe et à deux axes*, p. 138.

W.-F. Barrett. — *Modification de l'appareil qui sert à montrer l'interférence des ondes sonores*, p. 139.

Annales de Poggendorff.

Tome CLI. — No 5. — Année 1874.

Th. Petruschewski. — *Détermination directe et indirecte des pôles des aimants*, p. 42.

G. Hagen. — *Résistance de l'air normalement à la surface d'un plan qui se meut*, p. 95.

J.-J. Müller. — *Sur un principe mécanique déduit de la théorie d'Hamilton*, p. 105.

H. Laspeyres. — *Sur les régulateurs de températures déjà connus. — Nouveau régulateur*, p. 132.

A. Terquem. — *Sur la transformation du vibroscope en tonomètre, et sur son emploi pour la détermination du nombre absolu de vibrations*, p. 158.

W. Wright. — *Sur un appareil simple pour la production de l'ozone par l'électricité de haute tension*, p. 162.

J.-L. Soret. — *Spectroscope à oculaire fluorescent*, p. 171.

Geissler. — *Transformation du phosphore ordinaire en phosphore amorphe par l'électricité*, p. 171.

Th. Hoh. — *Spectre de l'éclair*, p. 173.

Réseaux photographiés, p. 175.

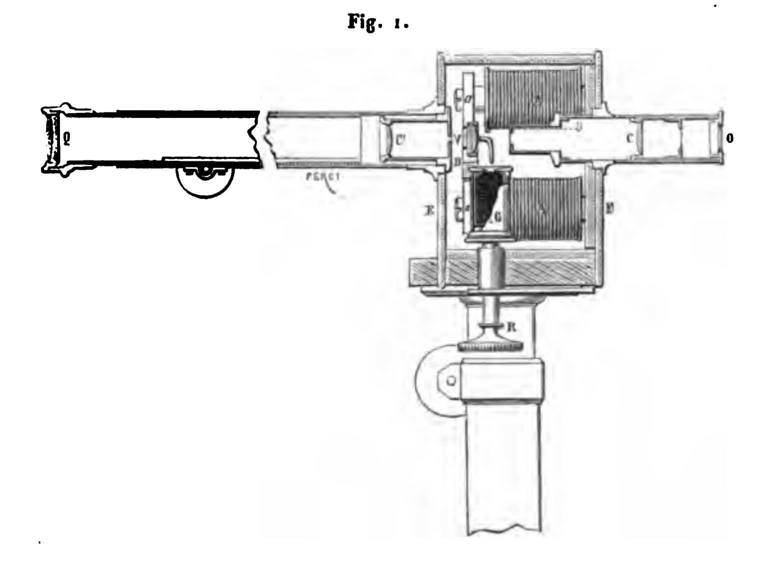
PHONOPTOMÈTRE;

Par M. J. LISSAJOUS.

(Société de Physique; séance du 13 mars 1874.)

Le phonoptomètre est un instrument destiné à étudier, à l'aide de l'œil, les mouvements vibratoires de diverses amplitudes, en se plaçant à une distance plus ou moins grande du corps vibrant. Il se compose d'une lunette terrestre OQ (*fig.* 1), dont le tube est in-

Fig. 1.

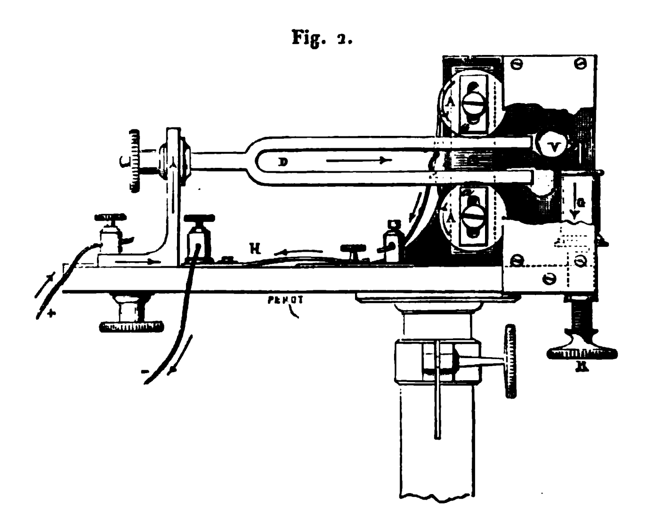


terrompu dans la partie de l'oculaire qui est la plus voisine de l'objectif. Les deux parties du tube sont maintenues dans le prolongement l'une de l'autre par un cadre métallique EF. Le verre V, qui dans l'oculaire sert à renverser l'image donnée par l'objectif, et qui occupe, dans l'oculaire, le troisième rang à partir de l'œil, est fixé à l'extrémité d'une des branches d'un diapason D (*fig.* 2) dont la deuxième branche porte un contre-poids; ce verre peut donc osciller dans la direction verticale suivant une périodicité déterminée par le diapason. Pour entretenir le mouvement du diapason, l'appareil porte un électro-aimant A (*fig.* 1, 2) muni d'arma-

tures de fer doux aa' que l'on peut fixer à distance convenable des branches du diapason. La pièce qui porte le verre mobile est armée d'une pointe en platine, qui peut pendant la vibration pénétrer dans un godet G où se trouve du mercure surmonté d'une couche d'alcool : ce godet se meut verticalement au moyen d'une vis de réglage R.

Le courant de la pile arrive, comme le montre la *fig.* 2, dans le support métallique du diapason, suit l'une des branches, revient

Fig. 2.



par le godet, se rend, par les pièces métalliques qui supportent celui-ci, à la culasse de l'électro-aimant, continue son chemin le long du fil des bobines qui sont groupées en quantités et revient à la pile par un disjoncteur H qui permet au besoin de rompre le courant. Le circuit est donc complet quand la pointe plonge; mais, sous l'action des électro-aimants, les branches du diapason s'écartent et la pointe sortant du mercure rompt le courant; les branches se referment alors, et le mouvement vibratoire se trouve entretenu par l'action intermittente de l'électro-aimant, suivant le principe bien connu des interrupteurs à mercure.

Si donc la lunette est mise au point sur un corps placé à distance convenable et présentant un point brillant, ce point brillant apparaîtra dans le champ de la lunette comme animé d'un mouvement vibratoire vertical, c'est-à-dire que son image sera convertie en

une ligne lumineuse de direction verticale. Si maintenant ce point, au lieu d'être immobile, est animé d'un mouvement vibratoire horizontal, de période convenable, la composition optique des deux mouvements s'effectuera de façon à produire l'une des figures signalées par nous dans l'étude optique des sons. On conçoit que le mouvement vertical conservera la même amplitude, quelle que soit la distance à laquelle se trouve l'objet; tandis que le mouvement horizontal aura une amplitude d'autant plus faible en apparence que le corps vibrant sera plus grand : cet appareil permettra donc d'étudier avec facilité les mouvements de grande amplitude comme ceux des anches; il permettra aussi de se rendre compte de l'influence de la température sur les corps vibrants, qu'il sera possible de placer à distance dans une étuve. Le même appareil, par la suppression du tuyau qui porte l'objectif et le premier verre de l'oculaire, redeviendra le comparateur optique des mouvements vibratoires, imaginé par nous autrefois. Cet appareil construit antérieurement à l'essai du système d'interruption, appliqué avec succès par M. Mercadier au diapason vibrant, gagnera évidemment à être modifié en ce sens, ce qui entraînera la suppression du godet à mercure, et la possibilité d'utiliser le diapason vibrant dans une direction quelconque.

Nous ferons remarquer que le même appareil peut servir à la détermination de la vitesse d'un point lumineux sur sa trajectoire (projectiles lumineux, bolides, etc., etc.).

THÉORIE DES PHÉNOMÈNES DE DIFFRACTION OBSERVÉS A L'INFINI OU AU FOYER D'UNE LENTILLE;

PAR M. J. JOUBERT,

Professeur de Physique au lycée de Montpellier.

On rappelait dernièrement dans ce Journal (¹) la règle de Fresnel sur la composition des mouvements vibratoires parallèles, de même période, mais différant par l'amplitude et la phase : chaque mouvement étant représenté par une droite proportionnelle à son am-

(¹) A. CORNU, *Journal de Physique*, t. III, p. 5.

plitude et faisant avec un axe fixe un angle égal à sa phase multipliée par 2π, l'amplitude du mouvement résultant est représentée par la résultante de toutes ces droites, et sa phase, multipliée par 2π, par l'angle que fait cette résultante avec l'axe fixe.

Si, d'un autre côté, on se reporte au théorème suivant de Poinsot [1] : *La résultante de m forces représentées par autant de lignes qui partent d'un même point* O *est dirigée de ce point vers le centre de gravité* G *de m corps égaux qu'on supposerait placés aux extrémités de ces lignes, et la grandeur de cette résultante est représentée par m fois la distance* OG *du point d'application de ces forces à ce commun centre de gravité,* on voit que, pour trouver le mouvement vibratoire résultant, on pourra substituer à la recherche d'une résultante celle d'un centre de gravité.

Cette remarque introduit une simplification singulière dans le calcul des différents cas de diffraction observés à l'infini. Les mouvements composants ont la même amplitude; les droites représentatives sont donc égales, et les masses correspondantes sont distribuées sur une même circonférence; deux d'entre elles s'y trouvent séparées par un arc $u = 2\pi(\varphi_1 - \varphi_2)$, proportionnel à la différence de phase $\varphi_1 - \varphi_2$. S'il y a une infinité de mouvements et que la phase varie d'une manière continue depuis φ_1 jusqu'à φ_2, les masses sont distribuées uniformément le long de l'arc u, et leur centre commun de gravité est le centre de gravité de l'arc lui-même. La distance de ce point au centre du cercle représente l'amplitude du mouvement résultant, et le carré de cette distance l'intensité lumineuse.

Je vais appliquer cette methode aux cas de diffraction les plus importants.

I. *Fente étroite à bords rectilignes et parallèles.*

On veut avoir l'intensité dans une direction quelconque P. Du point A au point B (*fig.* 1) la différence de marche croît de BL. Sur une circonférence de rayon égal à l'unité (*fig.* 2), je prends à partir du point origine a un arc $ab = u$, tel que $\frac{u}{2\pi} = \frac{\mathrm{BL}}{\lambda} = \varphi$.

(1) Poinsot, *Éléments de Statique,* 8e édit., p. 221.

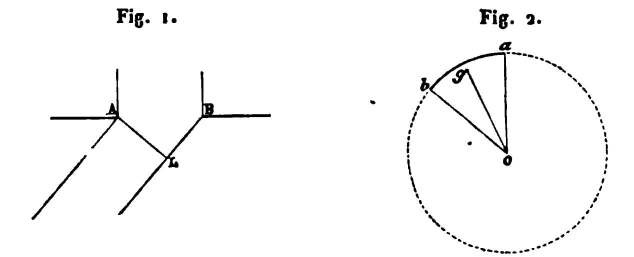
Soit g le centre de gravité de l'arc u,

$$Og = \frac{\sin\frac{u}{2}}{\frac{u}{2}}.$$

L'intensité lumineuse, étant proportionnelle au carré de Og et de la largeur a de la fente, aura pour expression

$$I = a^2 \frac{\sin^2\frac{u}{2}}{\left(\frac{u}{2}\right)^2}.$$

Cette intensité sera minima et égale à zéro, toutes les fois que la



seconde extrémité b de l'arc ab viendra coïncider avec la première, c'est-à-dire toutes les fois que l'on aura $u = 2n\pi$.

II. *Cas des deux fentes d'Young* (*fig.* 3 *et* 4).

Il suffit de prendre sur la circonférence Oa deux arcs $ab = a'b' = u$, séparés par un intervalle $ba' = R$, tel que $R = 2\pi\frac{A'M'}{\lambda}$, et de chercher le centre commun de gravité de ces deux arcs. On a

$$OG = Og\cos\left(\frac{u}{2} + \frac{R}{2}\right);$$

d'ailleurs

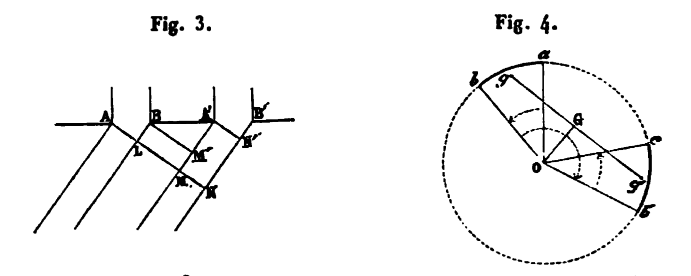
$$Og = \frac{\sin\frac{u}{2}}{\frac{u}{2}}.$$

L'intensité proportionnelle au carré de OG et de la largeur des deux fentes aura pour expression

$$I = 4a^2 \frac{\sin^2 \frac{u}{2}}{\left(\frac{u}{2}\right)^2} \cos^2\left(\frac{u}{2} + \frac{R}{2}\right).$$

Les minima correspondent aux minima de OG; ces minima sont nuls et se reproduisent :

Fig. 3. Fig. 4.



1° Toutes les fois que b coïncide avec a ou $u = 2n\pi$ (spectre du premier ordre);

2° Toutes les fois que les deux secteurs ab et $a'b'$ sont opposés par le sommet; on a alors

$$u + R = (2n + 1)\pi$$

(spectre du deuxième ordre).

III. *Fente unique à moitié couverte par une lame transparente (cas des bandes de Talbot)* (*fig.* 4 *et* 5).

On aura l'arc $ab = u$ pour la portion de l'onde qui correspond à AB. Le rayon qui traverse la lame au point B est en retard de $R = 2\pi\varphi$ sur le rayon qui le suit immédiatement et qui traverse l'air. La ligne Ob correspond au premier de ces rayons, la ligne Ob' que l'on tracera après avoir rétrogradé d'un arc R correspondra au second. A partir de b', on prendra $b'c = u$ dans le sens des retards croissants.

On a immédiatement

$$OG = Og \cos\left(\frac{R}{2} - \frac{u}{2}\right),$$

Fig. 5.

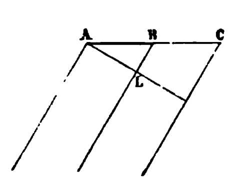
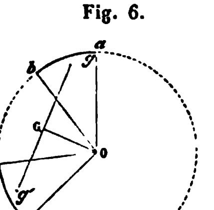


Fig. 6.



et, par suite, en appelant a la largeur totale de la fente,

$$I = a^2 \frac{\sin^2 \frac{u}{2}}{\left(\frac{u}{2}\right)^2} \cos^2\left(\frac{u}{2} - \frac{R}{2}\right),$$

c'est-à-dire la formule d'Airy (¹).

IV. *Réseaux*.

Soit un réseau formé de n ouvertures égales, équidistantes, séparées par des intervalles opaques. Nous aurons à porter sur la circonférence n arcs égaux à u, séparés par des intervalles égaux u', et à chercher le centre de gravité commun des arcs u. Or les centres de gravité de ces différents arcs sont sur une circonférence de rayon $\rho = \frac{\sin \frac{u}{2}}{\frac{u}{2}}$ et forment les sommets d'une ligne polygonale régulière inscrite, dont les côtés correspondent à un angle au centre $u + u' = z$. D'après le théorème des moments, on a

$$n\,OG = \rho\left[1 + 2\left(\cos z + \cos 2z + \cos 3z + \ldots + \cos\frac{n-1}{2} z\right)\right],$$

(¹) Airy, *On the theorical explanation of an apparent new polarity in light* (*Phil. Trans.*, 1840, p. 225; 1841, p. 1).

si n est impair; et l'on a

$$n\mathrm{OG} = 2\rho\left[\cos\frac{z}{2} + \cos\frac{3z}{2} + \cos\frac{5z}{2} + .. + \cos\frac{n-1}{2}z\right],$$

si n est pair. Dans les deux cas, en appliquant la formule élémentaire qui donne la somme d'une suite de cosinus dont l'arc varie en progression arithmétique [1], on obtient

$$n\,\mathrm{OG} = \rho\frac{\sin\frac{nz}{2}}{\sin\frac{z}{2}}.$$

L'intensité étant proportionnelle au carré de OG et de na, on aura

$$\mathrm{I} = a^2\frac{\sin^2\frac{u}{2}}{\left(\frac{u}{2}\right)^2}\,\frac{\sin^2 n\frac{u+u'}{2}}{\sin^2\frac{u+u'}{2}}.$$

On peut remarquer que, si l'on appelle ρ, ρ', ρ'' les distances, au centre de la circonférence, des centres de gravité : 1° de l'arc u, 2° de l'arc $u+u'$, 3° de l'arc total $n(u+u')$, cette formule peut s'écrire

$$\mathrm{I} = \left(na\rho\,\frac{\rho''}{\rho'}\right)^2.$$

Cette méthode, qui abrége considérablement les calculs et supprime les intégrales, me paraît très-commode pour l'enseignement. Je la crois due à M. Mach, professeur à l'université de Prague [2].

---

[1] $$\cos a + \cos(a+h) + \cos(a+2h) + \ldots + \cos[a+(n-1)h] = \frac{\sin\frac{nh}{2}\cos\left[a+(n-1)\frac{h}{2}\right]}{\sin\frac{h}{2}}.$$

[2] Dvořak, *Théorie des bandes de Talbot* (*Ann. Pogg.*, t. CL, p. 399.)

SUR L'INFLUENCE MUTUELLE QU'EXERCENT L'UN SUR L'AUTRE DEUX CORPS VIBRANT A L'UNISSON;

Par M. E. GRIPON.

On sait que, si l'on place à une certaine distance l'un de l'autre deux corps sonores pris à l'unisson, on détermine la vibration de l'un des corps en faisant vibrer l'autre.

Mais, si les deux corps sont assez voisins ou tellement liés que les vibrations du corps influencé puissent réagir sur celles du corps sonore, celui-ci cesse de vibrer ou bien il rend un son différent de celui qu'il produisait lorsqu'il était seul.

Rappelons que le son d'un diapason s'éteint complétement s'il est fixé à l'extrémité d'une corde tendue très-mince, qui vibre exactement à l'unisson. Le même effet se produit si l'on remplace la corde par une verge. Si la corde n'est pas d'un très-petit diamètre, le diapason et la corde vibrent à l'unisson et rendent un son plus grave que leur son propre ([1]).

M. Bourget, qui m'avait signalé ce cas d'impossibilité du mouvement d'une corde, en a retrouvé un analogue en appliquant le calcul aux expériences de M. Kundt ([2]).

Lorsque l'on fait vibrer longitudinalement un tube de verre, la colonne d'air intérieure vibre également, à moins qu'elle ne soit exactement à l'unisson du son rendu par le tube.

Hopkins ([3]) avait signalé, il y a longtemps, la difficulté que l'on éprouve à faire vibrer une plaque lorsqu'elle transmet ses vibrations à une colonne d'air voisine prise à l'unisson.

Dans la construction du violon, on a soin d'établir une différence d'un ton entre les deux tables qui forment le dessus et le dessous du violon, et l'on enlève à l'instrument ses qualités de sonorité si l'on prend ces deux tables à l'unisson.

Voici quelques expériences qui mettent encore en évidence cette réaction mutuelle des corps sonores pris à l'unisson.

([1]) *Journal de Physique*, t. III, p. 83, 1874.
([2]) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXV, p. 1263, 1872.
([3]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XL, p. 430.

On prend une membrane mince, verticale, contre laquelle on a fixé un petit pendule formé d'une balle de sureau suspendue à un fil de coton. On la choisit à l'unisson d'un diapason monté sur sa caisse renforçante. On constate que la membrane vibre fortement lorsqu'elle est à 1 mètre environ du diapason, celui-ci, bien entendu, étant en action.

On place ensuite cette membrane à 4 ou 5 centimètres de l'orifice de la caisse; le son du diapason ou plutôt de la caisse renforçante subit un affaiblissement considérable; le pendule de la membrane s'agite à peine.

Si les vibrations du diapason ont peu d'amplitude, comme cela arrive vers la fin du mouvement, la présence de la membrane fait disparaître complétement le son; on l'entend, au contraire, très-distinctement si l'on enlève la membrane.

Rien de pareil ne se produit si l'on remplace la membrane par une planchette de bois, ou par une seconde membrane dont le son diffère assez de celui du diapason pour qu'elle ne puisse vibrer sous l'influence de l'instrument.

L'affaiblissement se produit encore si le son de la membrane est un peu plus élevé que celui du diapason; mais il devient de moins en moins sensible à mesure que l'écart des deux sons augmente.

On peut employer des membranes en papier végétal. On réussit au mieux avec des membranes de collodion d'une minceur extrême ($0^{mm},01$), et qui n'en détruisent pas moins, par leur présence, le son de la caisse renforçante.

Pour obtenir ces membranes, on étend sur une glace bien nettoyée une couche de collodion, comme pour faire un cliché. Lorsqu'il est sec, on applique à sa surface une feuille de papier humide, on décolle avec précaution l'un des bords de la membrane, et on l'enlève facilement avec le papier; on la colle ensuite sur un cadre.

Ce n'est que par tâtonnements, et en préparant un assez grand nombre de membranes, que l'on s'en procure une qui soit exactement à l'unisson d'un diapason donné; et même l'accord une fois établi ne persiste pas si les conditions atmosphériques de température et d'humidité viennent à changer.

C'est en multipliant les essais que l'on arrive à observer, avec son maximum d'intensité, l'affaiblissement du son produit par la membrane. Il est vrai qu'alors l'effet en est saisissant.

La membrane doit être à l'unisson du diapason. Pour le montrer, on prend une membrane plus grave que le diapason et qui ne produit rien lorsqu'on la place devant la caisse. On dirige sur la membrane un courant d'air chaud, le son de cette membrane monte graduellement.

Lorsqu'il a atteint le son du diapason, celui-ci subit l'affaiblissement signalé; puis il se renforce de nouveau par suite de l'élévation continue du son de la membrane, qui fait que celle-ci ne reste pas à l'unisson de l'instrument.

On peut encore disposer l'expérience de la manière suivante, qui est d'un effet certain.

La membrane étant devant la caisse et le son fortement affaibli, on approche peu à peu de la face de la membrane opposée à la caisse une planchette ou un carton qui lui soient parallèles. Lorsqu'on est à une distance convenable, le son du diapason éclate avec autant de force que si la membrane n'existait pas. Cela vient de ce que la membrane se trouve désaccordée par le voisinage de la planchette; elle n'est plus à l'unisson du diapason, elle cesse alors d'agir sur la colonne d'air.

J'ai constaté, par de nombreuses expériences, qu'une membrane rend un son de plus en plus grave si l'on place derrière elle un corps solide que l'on en approche progressivement. C'est même un moyen commode pour accorder une membrane sur un son donné qui se trouve un peu plus grave qu'elle. Plaçons à quelque distance d'un diapason une membrane plus aiguë que lui, elle ne vibrera pas lorsque l'instrument résonnera. Approchons alors de la membrane une planchette qui lui soit parallèle, le pendule de la membrane s'agite avec force lorsque la planchette est à une distance convenable, puis il retombe si la distance diminue, car alors la membrane devient plus grave que le diapason.

On peut répéter ces expériences avec des tuyaux d'orgue.

Une membrane vibre sous l'influence du tuyau lorsqu'elle est à 1 mètre environ du tuyau; elle est à l'unisson de celui-ci. On la place à quelques centimètres de l'orifice : le son du tuyau change aussitôt et devient plus aigu.

Parfois les dimensions de l'embouchure, la force du vent sont tellement réglées que cette embouchure ne peut faire naître dans le tuyau un son plus aigu que le son normal; alors l'interposi-

tion de la membrane éteint complétement le son du tuyau. Si l'on enlève la membrane, le son se rétablit aussitôt. Toute membrane rendant un son voisin de celui du tuyau et pouvant vibrer sous son influence lorsqu'on l'en approche produit un effet analogue, sinon elle agit comme une planchette qui obstrue l'orifice et elle fait baisser le son.

Ces expériences expliquent l'influence de la membrane sur l'air de la caisse renforçante d'un diapason. Le voisinage de la membrane désaccorde réellement la masse d'air qui ne peut plus renforcer le son du diapason. Il faudrait remplacer celui-ci par un diapason plus aigu pour que le renforcement puisse se faire.

Une colonne d'air prise à l'unisson d'un tuyau ouvert fait également monter le son du tuyau si on la place à une petite distance, 2 ou 5 millimètres de l'orifice. Dans des conditions spéciales d'embouchure, que l'on réalise par tâtonnements, on éteint complétement le son du tuyau en présentant devant son orifice un second tuyau pris à l'unisson. Quelquefois l'effet se produit lorsque la distance des deux tuyaux est de 5 à 10 centimètres.

J'ai eu l'occasion, dans ces recherches, de répéter avec des tuyaux d'orgue les expériences bien connues des flammes chantantes.

On sait qu'un tuyau ne résonne que si l'embouchure est convenablement réglée. La distance de la fente au biseau, la largeur de celle-ci, la force du vent ont une telle influence, que si l'on change quelques-uns de ces éléments le son cesse de se produire ou fait place à un harmonique. Il est bon dans les expériences d'employer des tuyaux à embouchure mobile.

On dispose l'embouchure de telle sorte que sous une certaine pression le tuyau rende le son fondamental, et qu'il saute à l'octave aiguë, premier harmonique, si l'on augmente tant soit peu la pression. Je me sers d'un tuyau de 70 centimètres environ de longueur et de 5 centimètres de diamètre. La soufflerie est munie d'un régulateur, la pression de l'air est constante et on la fait varier en chargeant ou non d'un petit poids le régulateur. Pendant que le son fondamental se produit, on augmente un peu la pression, le son fondamental persiste; on chante alors à l'octave aiguë de ce son. Le premier harmonique se produit aussitôt et persiste. On rétablit alors la pression primitive sans que l'harmonique soit altéré. On émet

avec la voix le son grave du tuyau, l'harmonique cesse aussitôt et le son fondamental se rétablit.

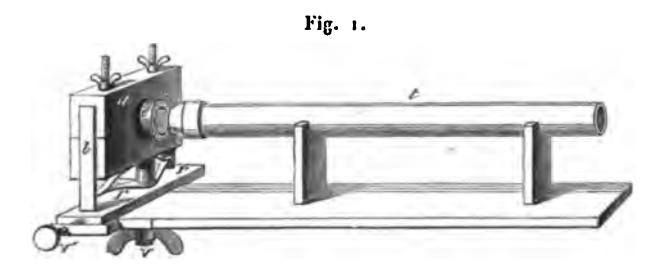
On dispose encore l'embouchure de telle sorte que l'on entende le son fondamental et faiblement le premier harmonique. On fait résonner le tuyau et l'on présente à l'orifice une membrane convenablement choisie ou mieux un tuyau fermé pris à l'unisson du premier. Le son grave cesse aussitôt et le premier harmonique résonne seul avec intensité. On enlève le tuyau bouché ou la membrane, l'harmonique persiste. On émet alors avec la voix le son fondamental du tuyau, celui-ci se met immédiatement à l'unisson de la voix, et le son grave se substitue à l'harmonique. Le plus souvent ce son grave persiste; d'autres fois il dure seulement autant que le son émis par la voix. Dans d'autres cas, le son grave venant à s'éteindre par l'adjonction du second tuyau, il ne se produit aucun harmonique; le tuyau cesse alors complétement de résonner et le son ne se rétablit pas lorsqu'on enlève le tuyau auxiliaire. Il ne le fait que si le son que l'on émet dans le voisinage est à l'unisson du son qui a disparu.

Il faut quelques tâtonnements et un peu d'habitude pour faire réussir ces expériences.

J'emploie des tuyaux à embouchure mobile, circulaire, qui, dans beaucoup d'expériences, sont très-commodes.

Le tuyau *t* (*fig.* 1) porte un biseau circulaire en bois.

Fig. 1.



La fente circulaire par où l'air doit s'écouler est pratiquée dans un cylindre de bois *e*. Celui-ci est mobile d'avant en arrière dans son support, ce qui permet de faire varier à volonté la distance de la fente au biseau. Un tube de caoutchouc relie ce cylindre à la soufflerie.

Le support *a* du cylindre a deux mouvements : l'un dans le sens

vertical, réglé par la vis V, qui combat l'action des ressorts r tendant à soulever la pièce a; celle-ci est guidée dans son mouvement par deux glissières b.

Le second mouvement est horizontal. La planchette horizontale r qui porte l'écrou de la vis V peut se mouvoir entre deux glissières horizontales à l'aide d'une seconde vis V'.

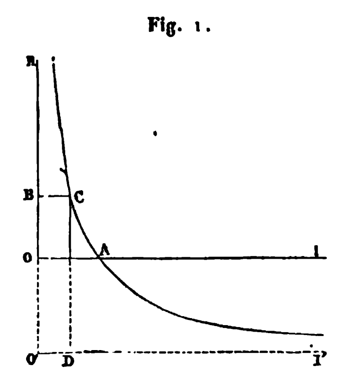
Grâce à ces deux mouvements, on amène facilement la fente vis-à-vis du biseau, et l'on peut, en réglant convenablement la distance de la fente au biseau et la force du vent, faire sortir avec intensité les divers sons que peut rendre le tuyau.

REPRÉSENTATION GRAPHIQUE DES CONSTANTES DES ÉLÉMENTS VOLTAÏQUES;

PAR M. A. CROVA.

Soient A la force électromotrice d'un élément supposé constant, I l'intensité du courant qui traverse le circuit, H la résistance interpolaire et R la résistance de l'élément; la formule de Ohm $I = \frac{A}{R + H}$ représente une hyperbole équilatère dont l'axe des H est une asymptote, tandis que l'axe des I est parallèle à l'autre asymptote qui en est éloignée d'une distance $OO' = R$ (*fig.* 1).

Fig. 1.



Si l'on transporte l'origine à une distance $OO' = R$ en faisant $R + H = H'$, l'équation devient $I = \frac{A}{H'}$, expression la plus simple de la loi de Ohm.

L'inspection de cette courbe rend immédiatement compte de la relation qui existe entre A, I, R et H; ainsi la résistance de la pile étant $OO' = R$, l'intensité du courant peut varier de zéro à un maximum de OA correspondant à $H = 0$, et l'on voit immédiatement comment ce maximum dépend de la résistance OO′ de l'élément.

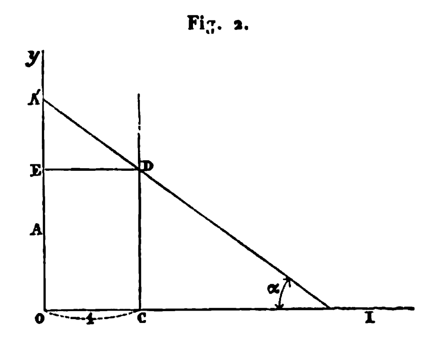
La force électromotrice A est égale à l'aire constante du rectangle BCO′D. Mais la difficulté que présente le tracé des hyperboles enlève toute utilité pratique à cette construction. On peut cependant transformer cette courbe en une ligne droite dont le tracé, très-facile à obtenir, permet d'obtenir beaucoup plus rapidement la valeur des constantes de l'élément.

Changeons de variables, et soit $HI = y$; nous aurons $y = A - RI$, qui est l'équation d'une ligne droite dont le coefficient angulaire est R.

Pour obtenir y en fonction de H, de l'équation $y = \frac{AH}{R+H}$ nous tirons $y = A\frac{1}{1+\frac{R}{H}}$, et l'on voit que, lorsque H tend vers l'infini et I vers zéro, y tend vers une valeur fixe qui est l'ordonnée à l'origine A et qui représente la force électromotrice de l'élément.

On déterminera donc par l'expérience n valeurs de H correspondant à un égal nombre de valeurs de I. On tracera la ligne droite qui joint les divers points qui donnent HI en fonction de I. En général,

Fig. 2.



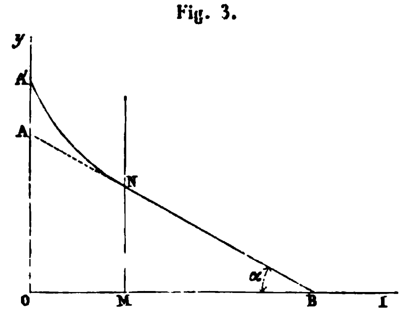
pour un élément constant, ces points s'écarteront très-peu de part et d'autre d'une ligne droite dont l'ordonnée à l'origine et le coefficient angulaire donnent les valeurs moyennes de A et de R que l'on

aurait obtenues en prenant les moyennes des valeurs données par la formule de Ohm, ces dernières se tirant de $n-1$ couples de valeurs de I et de H déterminées en associant deux à deux les observations consécutives.

Si donc nous traçons l'ordonnée AD correspondant à $OC = 1$, la ligne $AE = \tang\alpha = R$ (*fig.* 2). Cette construction offre en outre l'avantage d'indiquer entre quelles limites la force électromotrice de la pile est constante.

Ainsi, avec des éléments à un seul liquide fonctionnant dans le vide, afin d'éliminer l'influence de la dépolarisation partielle de la lame négative par l'oxygène atmosphérique, la ligne obtenue a la forme A'NB (*fig.* 3), et l'on voit immédiatement :

Fig. 3.



1° Que la force électromotrice d'un élément de ce genre est constante et égale à OA lorsque l'intensité du courant qui traverse le circuit varie entre $I = OM$ et $I = OB$, ou, ce qui revient au même, lorsque la résistance extérieure est comprise entre $\frac{MN}{OM}$ et zéro;

2° Que la résistance intérieure de la pile est $\frac{AO}{OB}$;

3° Que, lorsque la résistance extérieure varie de $\frac{MN}{OM}$ à l'infini, l'intensité duc ourant décroît de OM à zéro, et que la force électromotrice augmente de AO (valeur que donne la méthode de Ohm) jusqu'à OA' (valeur que donne la méthode d'opposition).

J'ai démontré en effet ([1]) que la force électromotrice des éléments à un liquide est représentée par la formule $E = A - P = B + ne^{-aI}$,

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. IV, p. 28.

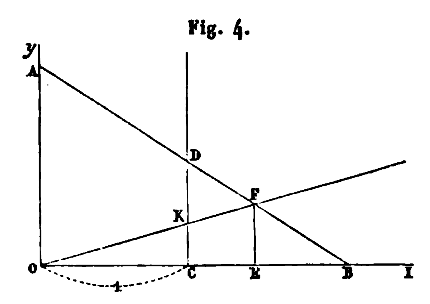
où A représente la force électromotrice obtenue par la méthode d'opposition et P la polarisation maximum de la lame négative; en effet, quand I acquiert une valeur suffisamment grande, P devient constant et $E = A - P = B$, le terme $ne^{-\alpha I}$ devenant égal à zéro.

Il est facile de voir que, entre $I = OM$ et $I = o$, le coefficient angulaire de la tangente à la courbe ne représente plus la valeur de R, car la formule de Ohm, $R = \frac{HI - H'I'}{I' - I} = \frac{y - y'}{I' - I}$, n'est vraie que si A est constant.

J'ai trouvé, à la suite d'un grand nombre de déterminations, que les éléments réputés constants, tels que ceux de Daniell et de Grove, ont aussi une force électromotrice variable entre $I = o$ et $I =$ une certaine valeur très-faible, au delà de laquelle leur force électromotrice est constante. La ligne caractéristique de ces éléments est donc droite dans presque toute son étendue, et se relève dans le voisinage de l'ordonnée à l'origine, en donnant ainsi la force électromotrice fournie par la méthode d'opposition et celle que donne la méthode de Ohm, qui est généralement un peu inférieure à la première.

La ligne droite caractéristique d'un élément constant permet en outre d'obtenir sans calcul l'intensité correspondant à une valeur déterminée de la résistance extérieure, et réciproquement. On trace la ligne AB sur une feuille de papier quadrillé (*fig.* 4); on tend

Fig. 4.



un fil OF fixé à l'origine O des coordonnées, de manière à le faire passer par le sommet F de l'ordonnée OF correspondant à la valeur donnée $I = OE$ de l'intensité; l'intersection K du fil avec l'ordonnée CD menée à une distance $OC = 1$ donne la résistance KC correspondant à l'intensité OE.

Si donc CD est divisé en parties égales à celles qui sont tracées sur l'axe OA, une simple lecture donnera la résistance qui, interposée dans le circuit, laisserait passer un courant d'intensité = OE.

Réciproquement, si l'on tend le fil de manière à le faire passer par un point K, tel que CK représente une résistance donnée, l'intersection de ce fil avec la droite AB donnera l'intensité OE qu'aurait le courant, la résistance extérieure étant CK.

En adoptant provisoirement pour unité de résistance l'unité mercurielle (résistance à zéro d'une colonne de mercure de 1 mètre de long et 1 millimètre carré de section), et pour unité d'intensité l'intensité du courant qui, en une heure, décompose 9 milligrammes d'eau, j'ai trouvé :

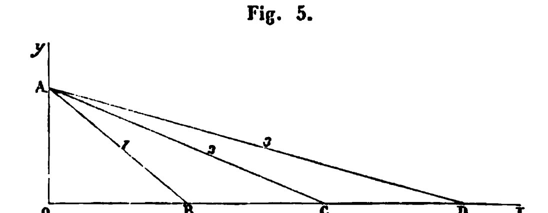
1° Que la force électromotrice d'un élément Daniell ou Grove dont les lames ont une surface de 40 centimètres carrés devient constante dès que l'intensité du courant qui traverse le circuit devient supérieure à l'unité ;

2° Que, dans ces circonstances, la force électromotrice de l'élément Daniell est 43,1 et celle de l'élément Grove 75,0 ;

3° Que, l'élément Daniell étant chargé avec une solution saturée de sulfate de cuivre et une solution de sulfate de zinc au maximum de conductibilité (100 grammes d'eau et $65^{gr},134$ de sulfate de zinc cristallisé), la résistance de l'élément était de 5 mètres de mercure ; elle peut s'élever jusqu'à 15 mètres si la solution de sulfate de zinc est plus ou moins concentrée.

La résistance de l'élément de Grove chargé avec de l'acide azotique ordinaire, $AzO^5, 4HO$, et de l'acide sulfurique au $\frac{1}{10}$ en volume est de 1 mètre environ.

Fig. 5.

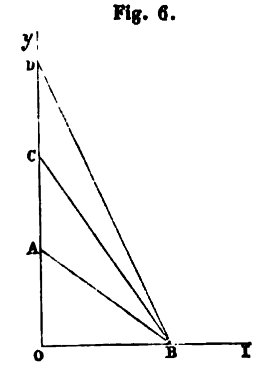


On pourra donc, en construisant sur une même planche les lignes caractéristiques de ces deux éléments, se rendre compte de la différence considérable des effets qu'ils produisent, selon que la résistance interposée sera plus ou moins grande.

Cas de plusieurs éléments associés en surface. — La construction est identiquement la même ; la force électromotrice ne change pas ; la résistance variant inversement au nombre des éléments, il suffira de porter sur l'axe des I une longueur OC = 2 OB ou OD = 3 OB, selon que l'on associera 2 ou 3 éléments en surface (*fig.* 5).

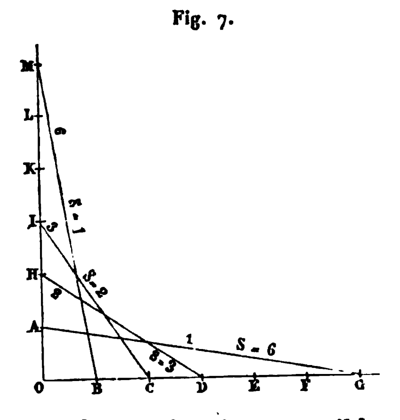
Cas de plusieurs éléments associés en tensions. — Il suffira de substituer à l'ordonnée OA une ordonnée double, triple, etc., selon que l'on associera en tension 2, 3,... éléments. Ces lignes passeront par un point commun B situé sur l'axe des I et correspondant à H = 0 (*fig.* 6).

Fig. 6.



Enfin on peut obtenir de la même manière toutes les combinaisons possibles de *n* éléments associés d'une manière quelconque.

Fig. 7.



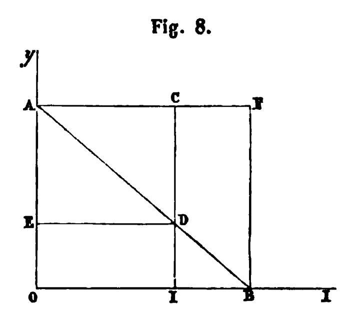
La *fig.* 7 représente les combinaisons possibles avec 6 éléments. Si la figure est tracée sur un papier quadrillé, on pourra, à l'aide

d'un fil tendu passant par l'origine, et de l'échelle des résistances tracée sur l'ordonnée menée à une distance de l'origine égale à l'unité, obtenir par une seule inspection la combinaison la plus favorable, connaissant la résistance extérieure du circuit.

Représentation graphique de la loi du développement de chaleur dans la pile et dans le circuit extérieur.

Soit (*fig.* 8) AB la ligne droite caractéristique de l'élément. Son équation est $y = A - RI$. La chaleur développée est égale à AI.

Fig. 8.



Pour la représenter graphiquement écrivons $yI = AI - RI^2$. La chaleur totale AI se compose donc de deux termes : l'un yI, où HI^2 représente la chaleur développée dans le circuit extérieur ; l'autre RI^2 représente la chaleur dégagée dans la pile.

Soit l'intensité $I = OI$. La chaleur totale est égale à l'aire du rectangle AOCI. La chaleur du circuit est égale à l'aire du rectangle $OIDE = y \times OI$. La chaleur de la pile est l'aire du rectangle

$$BCDE = AE \times OI = \frac{AO}{OB} \times ED \times OI = RI^2.$$

Le courant ayant une intensité OI, le rapport de la chaleur du circuit à celle qui est développée dans l'élément est $\frac{DI}{DC}$.

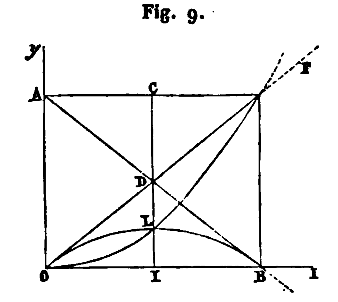
On voit donc :

1° Que le rendement approchera d'autant plus de l'unité que la résistance du circuit sera plus grande par rapport à celle de l'élément ;

2° Que la quantité absolue de chaleur développée dans le circuit est égale à celle de la pile quand $OI = \frac{OB}{2}$, c'est-à-dire quand la résistance du circuit est égale à celle de l'élément. La mesure de l'aire du rectangle dans ce cas montre que la chaleur du circuit est alors un maximum et que le rendement est égal à $\frac{1}{2}$.

On peut aussi représenter ce développement de chaleur par des courbes paraboliques. En effet, la chaleur du circuit $C = AI - RI^2$ est proportionnelle aux ordonnées d'une parabole dont l'axe est parallèle à l'axe des y et qui passe par les points O et A (*fig.* 9).

Fig. 9.



La tangente à cette parabole est donnée par l'équation $\tang\alpha = \frac{dC}{dI} = A - 2RI$. Elle est horizontale quand $I = \frac{A}{2R}$ ou $H = R$. C'est le cas du maximum.

L'ordonnée maxima a pour valeur $C = \frac{OA}{4}$.

Pour construire cette courbe, nous tracerons donc le rectangle AOBF; nous mènerons les deux diagonales AB et OF qui seront tangentes à la courbe en O et en B. Sur l'ordonnée moyenne CDI nous prendrons une longueur $IL = \frac{ID}{2}$. Le point L est le sommet de la parabole.

Pour obtenir la chaleur dégagée, mettons en facteur $OB = \frac{A}{R}$:

$$C = \frac{A}{R}\left(RI - \frac{R^2}{A} I^2\right) = OB \times y,$$

en faisant $y = RI \frac{A - RI}{A}$.

La chaleur correspondant à une intensité $I = OI$ est donc égale à l'aire du rectangle qui a pour base OB et pour hauteur l'ordonnée correspondante de cette parabole. Comme la ligne AB est la ligne caractéristique de l'élément, il sera toujours facile d'obtenir, comme nous l'avons déjà dit, l'intensité correspondant à une résistance déterminée, et réciproquement. Nous obtiendrons donc au moyen de la courbe la chaleur correspondant à une intensité ou à une résistance donnée.

La chaleur développée dans l'élément $C = RI^2 = \frac{A}{OB} I^2$ est aussi représentée par les ordonnées d'une parabole dont l'axe est l'axe des y et le sommet au point O. Raisonnant comme précédemment, j'égale cette chaleur à l'aire d'un rectangle ayant pour base constante OB et pour hauteur l'ordonnée d'une parabole donnée par l'équation $y = \frac{R^2}{A} I^2$,

$$C = \frac{A}{R} \frac{R^2}{A} I^2 = OB \times y.$$

Cette parabole est tangente, à l'origine, à l'axe des I et passe par les points O, L, F. La chaleur totale est égale à la somme des ordonnées de ces deux paraboles, multipliée par OB. Elle est égale à l'aire d'un rectangle ayant pour base constante OB et pour hauteur l'ordonnée de la ligne droite OF correspondant à une valeur déterminée de I.

En effet, la somme des deux ordonnées est

$$Y = \frac{A - RI}{A} RI - \frac{R^2 I^2}{A} = RI,$$

équation de la ligne droite OF.

Au moyen des deux paraboles et de la droite OF, on discutera donc facilement tous les cas possibles du développement de la chaleur dans la pile, dans le circuit extérieur, et la chaleur totale pour un élément quelconque ou pour une combinaison quelconque d'éléments.

QUELQUES EXPÉRIENCES CONCERNANT LES EFFETS DU MAGNÉTISME SUR LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE A TRAVERS UN GAZ RARÉFIÉ, LORSQU'ELLE S'ACCOMPLIT DANS LE PROLONGEMENT DE L'AXE DE L'AIMANT;

PAR MM. AUGUSTE DE LA RIVE ET ÉDOUARD SARASIN.

(Extrait des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, mai 1874.)

Dans le premier travail ([1]) que nous avons publié sur l'action du magnétisme sur les gaz traversés par la décharge électrique, nous avons étudié d'abord le cas où l'aimant agit sur une décharge perpendiculaire à son axe. Nous avons reconnu que dans ce cas l'aimant entre les deux pôles duquel se trouve le tube de Geissler a pour effet, outre la déviation du jet lumineux, sa condensation et son plus vif éclat, une diminution notable de la force élastique du gaz dans la portion de la décharge qui est plus directement soumise à son action. Cette augmentation de densité, qui se produit au détriment du reste de la masse gazeuse en même temps que la condensation du jet lumineux, varie avec la nature du gaz ; elle est moins forte avec l'hydrogène qu'avec l'acide carbonique, plus faible avec ce dernier qu'avec l'air, c'est-à-dire que l'effet est d'autant plus marqué que le gaz est moins bon conducteur pour l'électricité. En outre, cet effet est plus considérable sur la portion de la décharge voisine de l'électrode négative que sur le reste de la colonne gazeuse traversée par le courant. Quant à la diminution de conductibilité du gaz qu'on savait résulter dans ce cas de l'action de l'aimant, nous avons reconnu qu'elle varie aussi très-notablement avec la nature du gaz, étant d'autant plus considérable que le gaz est un meilleur conducteur de l'électricité.

Dans le même travail, nous avons étudié ensuite l'effet de l'aimant sur une décharge s'acccomplissant suivant la ligne qui joint ses deux pôles. Dans ce cas, nous avons observé, au contraire, une augmentation très-sensible de l'intensité du courant. Nous nous étions bornés à constater que cette diminution de résistance provoquée dans le tube de Geissler, placé axialement entre les deux pôles magnétiques, est d'autant plus marquée que le gaz est meilleur conducteur et que sa pression est plus faible. En vue de compléter nos

([1]) Voyez *Archives*, t. XLI, p. 5, 1871.

premières observations, nous avons repris et varié cette expérience. Qu'il nous soit permis d'exposer ici en quelques mots, quoiqu'ils soient encore fort incomplets, les résultats auxquels nous ont conduits nos dernières recherches.

Au lieu de disposer notre électro-aimant en fer à cheval comme dans nos premières expériences, avec les deux bobines horizontales dans le prolongement l'une de l'autre et les deux pôles magnétiques opposés, séparés par un intervalle de 10 centimètres, ce qui obligeait à introduire le tube de Geissler dans l'ouverture cylindrique percée dans l'axe de chacun des deux fers doux, nous avons employé ici l'électro-aimant en colonne, de façon à ne faire agir sur la décharge qu'un seul des deux pôles magnétiques. L'appareil dans lequel s'accomplissait la décharge électrique, tube de Geissler ou large cloche, reposait sur l'extrémité supérieure du cylindre de fer doux, la ligne des électrodes se trouvant sur le prolongement de l'axe de l'aimant.

Nous avons commencé par opérer avec des tubes de Geissler cylindriques, de 30 centimètres de longueur et de 32 millimètres de largeur, présentant des électrodes intérieures formées d'un fil de platine. L'un de ces tubes renferme de l'azote, l'autre de l'hydrogène, tous deux à une pression très-basse de 1 millimètre environ, ou même au-dessous, à en juger du moins par l'apparence que la décharge affecte dans leur intérieur. Le courant d'induction fourni par une machine de Ruhmkorff de moyenne grandeur, excitée par quatre couples de Grove, traversait ce tube de Geissler, puis l'appareil de dérivation dont nous avons fait usage dans nos précédentes recherches. C'est sur une très-faible portion du courant, qui était dérivé dans un galvanomètre placé suffisamment loin de l'aimant pour n'en pas être influencé, que nous observions les variations d'intensité de la décharge, suivant qu'elle était ou non soumise à l'action de l'aimant. Celui-ci était excité par 20, 25, 30 et même quelquefois 40 couples de Bunsen.

Traversé par la décharge de la machine de Ruhmkorff, chacun de ces deux tubes de Geissler présente autour de l'électrode négative une belle auréole bleue, s'étendant jusqu'aux parois du tube; au delà, un long intervalle obscur, et de là jusqu'à l'électrode positive des stries très-espacées. L'apparence de cette décharge change complétement dès qu'elle vient à être soumise à l'action de l'aimant

et lorsque l'électrode négative se trouve en bas, soit sous l'action immédiate du pôle magnétique. Dès qu'on aimante, en effet, l'auréole négative qui, sur une longueur de 35 millimètres environ, occupait tout le diamètre du tube, se transforme en un cylindre étroit de 8 à 9 millimètres de diamètre, très-lumineux, s'étendant jusqu'à l'électrode positive à travers tout l'intervalle occupé précédemment par l'espace obscur et le jet strié positif, présentant, à part les stries et la couleur, une apparence analogue au jet positif encore étroit que l'on observe vers 8 ou 10 millimètres.

Lorsque, au lieu d'opérer avec un tube de Geissler, nous employions une grande cloche ou encore un des ballons à l'aide desquels se fait l'expérience des aurores boréales avec électrode négative centrale entourée de l'anneau positif, nous obtenions toujours le même effet, c'est-à-dire que la large auréole sphérique qui se développait aux très-basses pressions, autour de l'électrode négative, isolée, était remplacée par un jet bleu, étroit, d'un très-vif éclat, ayant parfois l'apparence d'une flamme bleue brillante qui s'échapperait de l'électrode positive. Ce jet négatif se produit toujours dans la continuation de l'axe de l'électro-aimant, même dans le cas où l'électrode positive est un anneau situé dans le même plan horizontal que l'électrode négative. L'électricité, qui s'échappait en tous sens également de l'électrode négative, ne sort plus maintenant que sous une seule direction comme projetée loin du pôle magnétique. Toutefois ce n'est qu'aux très-basses pressions, à 1 millimètre et même au-dessous, que cet effet se produit avec ce degré d'intensité. Plus la force élastique du gaz est grande, plus ce dard négatif se raccourcit, cédant la place au jet positif. C'est à 2 millimètres environ que cette action répulsive, que l'aimant paraît exercer sur l'auréole négative, commence à devenir sensible.

Telle est la modification produite par l'aimantation dans l'apparence de la décharge électrique. Celle-ci est accompagnée d'un changement tout aussi marqué dans la résistance opposée par le gaz raréfié au passage de la décharge. Comme nous l'avions observé déjà, et consigné dans le Mémoire précité, l'aimant a pour effet, dans le cas d'une décharge disposée axialement, d'augmenter notablement l'intensité du courant.

Avec le tube de Geissler à l'hydrogène décrit ci-dessus, placé verticalement sur l'extrémité supérieure du cylindre de fer doux,

l'électrode négative en bas, le galvanomètre placé dans le courant dérivé marquait 20 degrés lorsqu'on n'aimantait pas et 40 degrés lorsque l'électro-aimant était excité par 25 couples de Bunsen. Le tube d'azote, placé dans les mêmes conditions, donnait 20 degrés sans aimantation, et 30 degrés avec aimantation. Dans un autre cas, en lançant dans l'électro-aimant le courant de 40 couples de Bunsen, nous avons vu croître la déviation du galvanomètre, avec le tube d'hydrogène, de 12 degrés qu'elle marquait avant l'aimantation à 55 degrés, avec le tube d'azote de 10 à 35 degrés. On voit, par ces exemples, que nous prenons au hasard, au milieu d'un très-grand nombre de résultats analogues, que l'intensité de la décharge transmise par le tube de Geissler peut être quadruplée par l'effet d'un électro-aimant suffisamment fort ([1]). On voit, de plus, ce que nous avions reconnu déjà, que l'effet est plus marqué sur l'hydrogène que sur l'air, que l'augmentation d'intensité du courant est plus considérable avec le gaz plus conducteur qu'avec le gaz moins bon conducteur de l'électricité.

Lorsque c'est l'électrode positive qui est soumise à l'action immédiate de l'aimant, il n'y a presque aucune modification appréciable dans l'apparence et dans l'intensité de la décharge. L'effet, en revanche, est exactement le même, quel que soit le sens de l'aimantation.

Lorsqu'on dispose dans le circuit plusieurs tubes de Geissler consécutifs placés tous de la même manière sur l'extrémité supérieure du fer doux, ayant chacun leur électrode négative en bas, l'effet sur l'intensité du courant qui les traverse tous est encore plus fort. Mais si, outre le ou les tubes placés sous l'action de l'aimant, il y en a un seul dans le circuit qui soit en dehors de cette action, l'effet que l'aimant produit sur l'intensité du courant en est annulé, quoique la modification que subit l'apparence de la décharge dans les autres tubes placés sur le pôle magnétique demeure la même. Il semble donc que ce soit une résistance spéciale et particulièrement intense, ayant son siége à la sortie de l'électrode négative, qui se trouve de la sorte vaincue par l'intervention de l'aimant.

([1]) Cette augmentation d'intensité se reconnaît par la simple inspection du tube de Geissler à ce fait que l'électrode négative rougit et présente des traces de fusion dès qu'on aimante.

Une dernière série d'expériences est venue à l'appui de cette manière de voir et nous a montré que les dimensions de l'électrode négative, qui influent notablement sur les dimensions de l'auréole et sur la résistance au passage de l'électricité, influent aussi sur l'augmentation d'intensité produite par l'aimant dans le cas d'une décharge axiale. En opérant avec la grande cloche, nous avions une augmentation d'intensité très-forte, plus faible ou presque nulle suivant que nous employions comme électrode négative une pointe ou un fil de platine, une petite boule ou une grande boule de 4 centimètres de diamètre.

Nous nous bornons ici à consigner brièvement ces quelques observations, sans prétendre en tirer, pour le moment du moins, aucune conséquence théorique.

E. MACH. — Ueber die stroboskopische Bestimmung der Tonhöhe (Sur la détermination stroboscopique de la hauteur des sons); *Annales de Poggendorff*, t. CL p. 625.

M. Mach attribue à M. Plateau l'idée de déterminer les nombres de vibrations des sons à l'aide des procédés stroboscopiques. Cette méthode ne saurait être aussi exacte que les méthodes directes, mais elle est plus expéditive et peut être employée avantageusement, quand on étudie des sons dont la hauteur varie rapidement. M. Mach s'en est servi quand il a étudié avec le Dr Kessel les vibrations de l'oreille humaine; on devait déterminer, parmi les sons produits par une sirène, ceux qui donnaient naissance aux vibrations maxima de l'oreille.

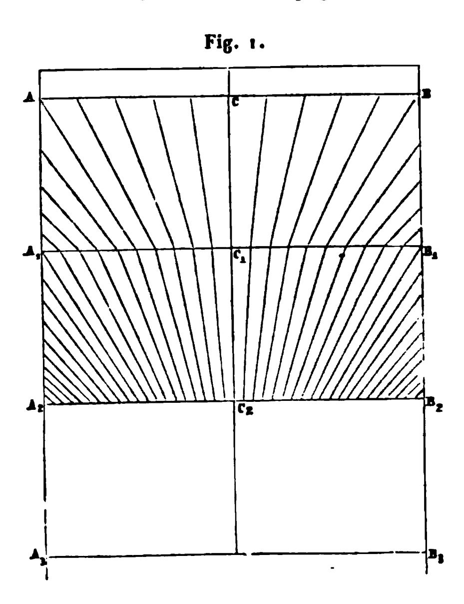
Voici, un peu simplifiées, les dispositions adoptées par M. Mach :

La tige à laquelle est fixé le plateau mobile de la sirène porte un second plateau plus large, muni d'un même nombre d'ouvertures que le premier plateau. A côté de la sirène se trouve placé un cylindre tournant autour d'un axe horizontal d'un mouvement parfaitement uniforme et faisant trois tours par seconde. On regardait à travers une des ouvertures du disque la partie supérieure de la surface du cylindre.

Sur cette surface on a tracé auparavant, avant de l'enrouler, des traits dont le nombre croît progressivement d'une extrémité à l'autre

du cylindre par le procédé suivant, analogue à celui qu'indique M. Mach, et qui me paraît plus simple. Sur une grande feuille de papier on trace un rectangle ABB_3A_3 (*fig.* 1), représentant la sur-

Fig. 1.



face déroulée du cylindre. On le divise en plusieurs parties par des parallèles AB, A_1B_1, A_2B_2,... aux circonférences de base.

Chaque rectangle partiel représente une octave ; M. Mach en mettait ainsi cinq successivement pour les déterminations rapides et une seule pour celles qui devaient être plus exactes. La ligne AB est divisée en dix parties égales, et les divisions sont portées au delà de A et de B sur une étendue égale à AC. On divise de même A_1B_1 en vingt parties, A_2B_2 en quarante,.... Dans les rectangles, tels que ABB_1A_1, on trace des lignes de plus en plus obliques à partir de CC_1, en réunissant une à une les divisions des lignes AB et A_1B_1, A_1B_1 et A_2B_2,.... Le nombre de lignes croît ainsi régulièrement de deux en deux; ces lignes sont en réalité des cordes des hyperboles équilatères qui passeraient par les points de division des lignes parallèles.

Cette surface ainsi tracée, ayant été collée sur le cylindre tournant, si les ouvertures de la sirène se succèdent l'une à l'autre avec la même vitesse que les traits noirs, dans une certaine région du cylindre, ces traits paraîtront immobiles, vus à travers les ouvertures

du deuxième disque; si les traits se succèdent plus rapidement, ils paraîtront se déplacer dans le sens du mouvement; s'ils se succèdent moins rapidement, ils paraîtront tourner en sens contraire. On pourra donc connaître le nombre de vibrations de la sirène, en regardant dans quelle partie du cylindre les traits paraissent immobiles. De part et d'autre de cette région les déplacements apparents ont lieu en sens contraires; et dans les parties plus éloignées encore le cylindre présente une teinte grise continue.

Comme le cylindre tournait avec une vitesse de trois tours par seconde, l'approximation ne pouvait être que de six vibrations, puisque le nombre des traits augmente à chaque fois de deux. On pourrait doubler évidemment cette approximation en remplaçant les traits obliques de M. Mach par des parallèles équidistantes, dont le nombre augmenterait de l'unité, dans des anneaux successifs de la surface cylindrique; on éviterait ainsi le balancement apparent des traits dû à leur obliquité progressive. Le tracé serait plus long et conviendrait surtout pour la division des octaves isolées, quand on a déjà déterminé approximativement la hauteur du son.

Si le nombre de traits qui passe est un multiple ou un sous-multiple du nombre de vibrations de la sirène, l'impression d'immobilité sera la même.

M. Mach indique, sans l'avoir essayée, l'application du même procédé à l'étude des vibrations des cordes ou des diapasons. Si la corde vibre perpendiculairement au cylindre tournant, on verra, en regardant à travers une petite ouverture, une série de zigzags qui seront immobiles, si la durée des vibrations est celle du passage de deux traits et se déplaceront dans un sens ou dans l'autre s'il y a une faible différence.

Si l'on prend un diapason dont une des branches porte un petit miroir argenté, dans lequel on regarde une petite région du cylindre tournant, on pourra voir également des zigzags en mouvement ou en repos comme avec la corde.

Avec les gaz on pourrait employer les flammes manométriques de M. Kœnig; la portion du cylindre qui correspond aux vibrations de la colonne gazeuse paraîtrait immobile, éclairée par la lumière intermittente; les parties voisines auraient des mouvements de sens contraires, et les parties plus éloignées seraient colorées d'une teinte grise plus ou moins foncée. Cette expérience serait très-

intéressante à réaliser, en prenant des flammes chantantes dans de grands tubes de verre, qui donnent une lumière bien plus intense que les flammes manométriques.

M. Mach pense que l'on pourrait remplacer le cylindre par un disque portant des ouvertures en nombre variable dans des circonférences concentriques, et, à l'aide de ce dernier, étudier et compter le nombre des vibrations d'un corps vibrant quelconque.

Ces procédés stroboscopiques, très-curieux par leurs effets, paraissent plutôt destinés à permettre d'observer les diverses phases des vibrations des corps, comme l'a fait M. Tœpler pour les flammes chantantes, qu'à déterminer les nombres de vibrations; car, dans ce but, il existe des procédés plus précis et aussi rapides, tel que l'emploi du sonomètre.

A. Terquem.

HOLZ. — **Eine Untersuchung über Stabmagnetismus (Recherches sur l'aimantation);** *Annales de Poggendorff*, t. CLI, p. 69, 1874.

Après avoir aimanté à saturation des barreaux d'acier, et déterminé leur moment magnétique, M. Holz les traite par l'acide chlorhydrique étendu, et détermine de nouveau leur moment, après qu'ils ont éprouvé une certaine perte de poids.

Si l'on rapporte le moment magnétique au poids, le quotient varie d'une manière différente, suivant la nature (et probablement le mode de fabrication) de l'acier.

Pour six barreaux recuits, le moment magnétique de l'unité de poids augmente environ de 2 pour 100, lorsque le barreau a perdu $\frac{1}{3}$ de son poids, et d'une manière régulière; pour des barreaux non recuits (acier anglais, pour corsets), l'augmentation est beaucoup plus prononcée; pour certains barreaux, le magnétisme total croît même, tandis que le poids diminue.

L'action de l'acide montre une grande différence de structure entre les deux séries de barreaux; la masse charbonneuse, laissée par les buscs, formait à leurs extrémités des houppes fibreuses, comme si des filets charbonneux entourés de fer avaient préexisté dans l'acier; dans l'acier recuit la masse est homogène et sans fibres; les choses se passent pour les buscs comme si la masse charbonneuse était le véhicule réel de la force coercitive, tandis que

le fer qui l'entoure, agissant comme l'armature d'un aimant, diminue l'action magnétique extérieure. M. Holz a vérifié que, lorsque la masse charbonneuse est enlevée, le magnétisme spécifique s'abaisse notablement : ainsi deux aimants qui, après l'action de l'acide, pesaient respectivement $2^{gr},701$ et $2^{gr},740$ et avaient un magnétisme spécifique de 542 et 556, n'avaient plus après l'éloignement de la masse charbonneuse qu'un magnétisme de 504 et 477. Une expérience directe a montré que ce résidu est susceptible de s'aimanter d'une manière permanente ; ainsi le résidu laissé par une aiguille à coudre, long d'environ 3 millimètres, et pesant $0^{mg},75$, a acquis un magnétisme spécifique de 221 ; un échantillon de graphite naturel de Kronberg a pu être aimanté aussi d'une manière permanente (mgn. sp. = 2, 3).

Malheureusement, le magnétisme spécifique de ces masses charbonneuses, dont l'analyse n'est d'ailleurs pas donnée, est beaucoup plus faible que celui des barreaux, ce qui jette un certain doute sur la valeur de la théorie proposée.

A. Potier.

O.-E. MEYER et F. SPRINGMUHL. — Ueber die innere Reibung der Gase (Sur le frottement intérieur des gaz); 6e Mémoire, *Annales de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 526.

Dans ce nouveau travail ([1]), M. Meyer a étendu à l'oxygène, l'hydrogène et l'acide carbonique les expériences qu'il avait faites avec l'air atmosphérique, sur l'écoulement d'un gaz à travers un tube étroit. La loi de Poiseuille s'est encore vérifié avec toute l'exactitude désirable, même lorsque le récipient dans lequel se rendait le gaz en mouvement contenait un gaz de nature différente. Les expériences sur l'acide carbonique s'étant montrées particulièrement concordantes, l'auteur est parti du résultat relatif à ce corps pour calculer les coefficients de frottement des autres gaz à l'aide des coefficients de transpiration dus à M. Graham (et corrigés d'après les dernières recherches de M. Maxwell). Il a pu ainsi dresser le tableau suivant :

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. II, p. 268.

	Coefficients de transpiration.	Coefficients de frottement.
Oxygène	1,000	0,000212
Air	0,899	190
Azote	873	184
Acide carbonique	755	160
Acide chlorhydrique	736	156
Chlore	687	147
Gaz des marais	555	120
Gaz oléfiant	516	109
Ammoniaque	511	108
Hydrogène	439	093

Ces nombres se rapportent à une température moyenne d'environ 15 degrés; ils s'accordent très-bien avec ceux que l'on peut déduire des expériences antérieures de M. V. von Lang (1), lequel avait employé non-seulement des tubes ordinaires à section circulaire, mais aussi un tube à section elliptique. M. É. Mathieu (2), dans une importante étude théorique sur la loi de Poiseuille pour les liquides, avait précisément considéré déjà ce dernier cas, et les recherches actuelles fournissent une vérification expérimentale qui n'a jamais été tentée, que je sache, avec des liquides.

VIOLLE.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome II. — Août 1874.

NEYRENEUF. — *Action de l'électricité sur les flammes, les corps solides et les gaz*, p. 473.

C. MARIGNAC. — *Recherches sur la diffusion simultanée de quelques sels*, p. 546.

---

(1) *Wiener Sitzungsber.*, t. LIII; 1871.

(2) *Comptes rendus*, t. LVII, p. 320; 1867.

DÉMONSTRATION DES THÉORÈMES RELATIFS AUX ACTIONS ÉLECTRODYNAMIQUES;

PAR M. J. BERTRAND.

Les lois découvertes par Ampère sont restées dans la science comme une base solide et incontestée sur laquelle se sont appuyés avec confiance ceux mêmes qui ont tenté de les remplacer par d'autres. C'est, en effet, par l'accord complet des principes proposés avec ceux d'Ampère, dans tous les cas où la vérification est réalisable, qu'on a cru pouvoir justifier les théories nouvelles. Les beaux théorèmes de notre illustre compatriote restent donc aujourd'hui, comme il y a cinquante ans, la partie la plus importante de la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques.

Pressé d'atteindre le but et heureux de surmonter des difficultés au premier abord inextricables, Ampère s'est peu préoccupé de l'élégance des démonstrations, et, pour les simplifier, en a souvent même diminué la généralité. C'est ainsi, par exemple, qu'au lieu de chercher les deux fonctions de la distance que son analyse introduit, il admet sans preuves qu'elles sont proportionnelles à une même puissance de la variable, et que leur rapport est constant.

Après avoir nettement posé le problème, Ampère en avait donné la solution exacte. Les géomètres, en s'y exerçant à plusieurs reprises, n'ont pas manqué d'établir qu'elle est la seule qui puisse s'accorder avec les axiomes admis par lui. On peut encore, je crois, apporter cependant de notables simplifications à ces théories devenues classiques. Tel est le but du présent écrit.

THÉORÈME I. — *L'action d'un courant fermé sur un élément de courant est toujours normale à l'élément attiré.*

Ce théorème, démontré par l'expérience, est le point de départ de la théorie d'Ampère. On peut en déduire par le raisonnement seul, comme je l'ai montré ailleurs, qu'en admettant que l'action de deux éléments soit dirigée suivant la droite qui les joint, un conducteur quelconque peut être remplacé par un conducteur sinueux qui serpente autour du premier en s'en écartant infiniment peu, et le coupant une infinité de fois. C'est ce second théorème, consi-

déré par Ampère comme distinct du premier, qui lui permet de former la loi élémentaire dans laquelle figurent deux fonctions inconnues, liées, en vertu du théorème I, par une relation nécessaire.

A cette première partie de la théorie d'Ampère on peut substituer, avec grand avantage je crois, la démonstration directe du théorème suivant :

Théorème II. — *Si l'on admet avec Ampère que l'action de deux éléments ds, ds', d'intensités i et i', soit dirigée suivant la droite qui les joint et de la forme* $T\,i\,i'\,ds\,ds'$, *on aura*

$$T = \varphi(r)\frac{d^2 r}{ds\,ds'} + \frac{1}{2}\frac{d\varphi}{dr}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'},$$

$\varphi(r)$ désignant une fonction de la distance r des deux éléments, et s, s' les arcs respectivement comptés sur les circuits considérés, et dont la distance r est évidemment, dans chaque cas, une fonction déterminée.

Lorsque r est connu en fonction de s et de s', on exprime aisément les angles θ, θ' formés par les éléments ds, ds' avec la ligne qui les joint, et l'angle ε formé par la direction de ces éléments; on a

$$(1)\qquad \begin{cases} \cos\theta = \dfrac{dr}{ds}, \\ \cos\theta' = -\dfrac{dr}{ds'}, \\ \cos\varepsilon = -\dfrac{dr}{ds}\dfrac{dr}{ds'} - r\dfrac{d^2 r}{ds}. \end{cases}$$

Ces formules sont trop connues pour qu'il soit utile d'en rapporter la démonstration.

La fonction T ne peut dépendre évidemment que des seules quantités r, θ, θ' et ε, et elle peut s'exprimer, par conséquent, en fonction des quantités équivalentes r, $\dfrac{dr}{ds}$, $\dfrac{dr}{ds'}$, $\dfrac{d^2 r}{ds\,ds'}$; pour que le théorème I soit exact, il faut et il suffit que l'intégrale

$$(2)\qquad T\frac{dr}{ds'}ds$$

soit nulle toutes les fois que l'intégration s'étend aux éléments ds d'un circuit fermé, considéré comme attirant l'élément ds', car l'expression (2) est évidemment la composante tangentielle d'une telle attraction. Pour qu'une intégrale s'annule toutes les fois qu'elle s'étend aux éléments ds d'un circuit fermé, il faut et il suffit, comme on sait, que la fonction intégrée $T\frac{dr}{ds'}\,ds$ soit la différentielle par rapport à s d'une fonction de la forme $F\left(r, \frac{dr}{ds'}\right)$; $\frac{dr}{ds}$ n'y doit pas figurer, puisque T ne contient pas $\frac{d^2r}{ds^2}$. On doit donc avoir, en posant $\frac{dr}{ds'} = r'_1$,

$$(3) \qquad T\frac{dr}{ds'} = \frac{dF}{dr}\frac{dr}{ds} + \frac{dF}{dr'_1}\frac{d^2r}{ds\,ds'}.$$

T, d'après cette formule, est du premier degré par rapport à $\frac{d^2r}{ds\,ds'}$, et le coefficient de cette seconde dérivée, dans l'expression de T, est

$$\frac{\frac{dF}{dr_1}}{\frac{dr}{ds'}} = \frac{\frac{dF}{dr'_1}}{r'_1}.$$

Il est indépendant, on le voit, de $\frac{dr}{ds}$, et doit donc l'être aussi de $\frac{dr}{ds'}$ ou de r'_1, à cause de la symétrie nécessaire par rapport aux deux éléments ds, ds', et l'on doit avoir

$$\frac{\frac{dF}{dr'_1}}{r'_1} = \varphi(r);$$

$\varphi(r)$ étant fonction de la seule variable r, on en déduit

$$F = \varphi(r)\frac{r'^2_1}{2} + \psi(r);$$

et l'équation (3) donne, en remplaçant r'_1 par sa valeur $\frac{dr}{ds'}$,

$$(4) \qquad T = \varphi(r)\frac{d^2r}{ds\,ds'} + \frac{1}{2}\frac{d\varphi}{dr}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'} + \frac{d\psi}{dr}\frac{\frac{dr}{ds}}{\frac{dr}{ds'}}.$$

Le dernier terme évidemment doit être supprimé; car T, si on le conserve, deviendrait infini lorsque $\frac{dr}{ds'}$ est nul, c'est-à-dire lorsque la ligne qui joint les deux éléments est perpendiculaire à ds'; l'expression, d'ailleurs, ne serait pas symétrique par rapport à ds et à ds'; on doit donc avoir

$$\text{(5)} \qquad \mathrm{T} = \varphi(r)\frac{d^2r}{ds\,ds'} + \frac{1}{2}\frac{d\varphi}{dr}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}:$$

c'est la formule annoncée; les équations (1) permettent de lui donner la forme

$$\text{(6)} \qquad \mathrm{T} = \cos\theta\cos\theta'\left[\frac{\varphi(r)}{r} - \frac{1}{2}\varphi'(r)\right] - \frac{\varphi(r)}{r}\cos\varepsilon.$$

Théorème III. — *L'action d'un élément ds d'intensité i, sur un élément ds' d'intensité i', peut être remplacée par celle de trois éléments dx, dy, dz de même intensité i, dirigés parallèlement aux axes des coordonnées* X, Y, Z *et égaux aux projections de ds sur ces axes.*

On a identiquement

$$\text{(7)} \qquad \begin{cases} \cos\theta = \frac{dx}{ds}\cos(r,\mathrm{X}) + \frac{dy}{ds}\cos(r,\mathrm{Y}) + \frac{dz}{ds}\cos(r,\mathrm{Z}), \\ \cos\varepsilon = \frac{dx}{ds}\cos(ds',\mathrm{X}) + \frac{dy}{ds}\cos(ds',\mathrm{Y}) + \frac{dz}{ds}\cos(ds',\mathrm{Z}). \end{cases}$$

Or la substitution indiquée dans l'énoncé du théorème a précisément pour résultat de remplacer, dans le second membre de la formule (6), $\cos\theta$ et $\cos\varepsilon$ par les valeurs que donnent les formules (7).

Ce théorème III est emprunté par Ampère à l'expérience et sert de point de départ à ses démonstrations; il est, on le voit, comme nous l'avions annoncé, la conséquence nécessaire du théorème I et la théorie se trouve, par cette remarque, fondée sur un moindre nombre de lois expérimentales.

On nous permettra d'ajouter une remarque relative à la probabilité de l'hypothèse fondamentale, si naturelle en elle-même, acceptée par Ampère : l'action de deux éléments est dirigée suivant la droite qui les joint.

Supposons qu'Ampère, qui a découvert expérimentalement les théorèmes I et III, ait vérifié et énoncé d'abord le théorème I, et que, par le raisonnement seul, ainsi que nous l'avons fait, il en ait déduit le théorème III, il aurait pu dire : si l'action de deux éléments est, comme cela me paraît vraisemblable, dirigée suivant la droite qui les joint, il faut nécessairement qu'un conducteur sinueux exerce la même action qu'un conducteur rectiligne suivant la même direction. L'expérience venant ensuite confirmer cette prévision, n'aurait-elle pas été regardée avec raison comme une très-forte preuve en faveur de l'hypothèse qui y conduit ? L'ordre dans lequel les vérités ont été découvertes et l'époque à laquelle a été signalée leur dépendance mutuelle changent-ils quelque chose à leur probabilité ?

L'élément attiré peut, aussi bien que l'élément attirant, être remplacé par les trois projections, et la démonstration est absolument la même.

Théorème IV. — *L'action d'un circuit fermé sur un élément ds' est, en chaque point de l'espace où l'on suppose placé ds', perpendiculaire à une droite* D, *nommée par Ampère* directrice, *et qui, dépendant, bien entendu, de la forme et de la position du circuit attirant, est indépendante de la direction de ds'.*

La résultante des actions du circuit fermé, perpendiculaire aux droites ds' et D, *est proportionnelle au sinus de l'angle formé par ces deux lignes.*

L'action d'un circuit fermé sur l'élément ds' est la résultante des actions exercées sur les projections dx', dy', dz' de ds'. L'action sur dx', étant perpendiculaire à dx', a deux composantes seulement parallèles aux axes des Y et des Z,

$$Y_1 = R_1\,dx', \quad Z_1 = Q_1\,dx'.$$

L'action sur dy' a deux composantes parallèles aux X et aux Z,

$$X_1 = R_2\,dy', \quad Z_1 = P_2\,dy',$$

et l'action sur dz', enfin, a pour composantes parallèles aux X et aux Y,

$$X_2 = Q_3\,dz', \quad Y_2 = P_3\,dz',$$

R_1, Q_1, R_2, P_2, Q_3, P_3 dépendant évidemment des coordonnées

seulement de l'élément ds' et nullement de sa direction. Les trois composantes de l'action totale exercée sur ds' sont, d'après cela,

$$(8)\qquad \begin{cases} X\,ds' = Q_3\,dz' + R_2\,dy', \\ Y\,ds' = R_1\,dx' + P_3\,dz', \\ Z\,ds' = P_2\,dy' + Q_1\,dx'. \end{cases}$$

L'action étant d'ailleurs normale à ds', on doit avoir

$$X\,dx' + Y\,dy' + Z\,dz' = 0,$$

et cela exige évidemment, puisque dx', dy', dz' sont arbitraires,

$$Q_3 + Q_1 = 0, \quad R_2 + R_1 = 0, \quad P_3 + P_2 = 0.$$

Les équations (5) deviennent alors, en supprimant les indices des lettres P, Q, R,

$$(9)\qquad \begin{cases} X\,ds' = R\,dy' - Q\,dz', \\ Y\,ds' = P\,dz' - R\,dx', \\ Z\,ds' = Q\,dx' - P\,dy'. \end{cases}$$

Pour les interpréter, imaginons une force G appliquée à l'élément ds' et ayant pour composantes P, Q, R; le parallélogramme construit sur cette force et sur l'élément ds' aura évidemment pour projections sur les plans coordonnés les seconds membres des équations (9), et $X\,ds'$, $Y\,ds'$, $Z\,ds'$ seront les projections sur les trois axes d'une droite normale au plan de ce parallélogramme et mesurée par sa surface $G\,ds'\sin\alpha$, α désignant l'angle de ds' avec la droite G.

C'est en cela précisément que consiste le théorème IV.

Théorème V. — *Le circuit attirant étant donné, les valeurs des coefficients* P, Q, R, *qui figurent dans les formules* (9), *peuvent, en chaque point de l'espace, être exprimées par les intégrales suivantes :*

$$(10)\qquad \begin{cases} P = \displaystyle\int \frac{\varphi(r)}{r^2}[(y-y')dz - (z-z')dy], \\ Q = \displaystyle\int \frac{\varphi(r)}{r^2}[(z-z')dx - (x-x')dz], \\ R = \displaystyle\int \frac{\varphi(r)}{r^2}[(x-x')dy - (y-y')dx], \end{cases}$$

la fonction $\varphi(r)$ *étant celle qui figure dans l'expression de la force élémentaire, formule* (5), x', y', z' *les coordonnées de l'élément attiré* ds', *et* x, y, z *celles d'un point quelconque du circuit attirant.*

Formons, par exemple, l'expression du coefficient P, telle qu'elle résulte de sa définition. Il est, d'après la notation adoptée, la composante parallèle à l'axe des Y des actions exercées sur un élément dz' parallèle à l'axe des Z et placé au point dont les coordonnées sont x', y', z'. Pour la calculer, reprenons la formule générale (5)

$$T = \varphi(r)\frac{d^2 r}{ds\,ds'} + \frac{1}{2}\frac{d\varphi}{dr}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'} = \frac{1}{2\left(\dfrac{dr}{ds'}\right)}\frac{d}{ds}\left[\varphi(r)\left(\frac{dr}{ds'}\right)^2\right];$$

pour calculer P, il faut multiplier l'action $T\,ds$ par $\dfrac{y-y'}{r}$, cosinus de l'angle formé par l'action de l'élément ds avec l'axe des Y et intégrer pour tous les éléments ds du contour attirant. On a, par conséquent,

$$(11)\qquad P = \int \frac{y-y'}{r}\,\frac{1}{2\left(\dfrac{dr}{ds'}\right)}\,\frac{d}{ds}\left[\varphi(r)\left(\frac{dr}{ds'}\right)^2\right]ds;$$

$\dfrac{dr}{ds'}$, cosinus de l'angle formé par le rayon vecteur r avec l'élément attiré, dirigé suivant l'axe des Z, est égal à $\dfrac{z-z'}{r}$, et l'expression (11) devient

$$(12)\qquad P = \int \frac{(y-y')}{2(z-z')}\,\frac{d}{ds}\left[\frac{\varphi(r)}{r^2}(z-z')^2\right]ds.$$

Intégrons par parties, en remarquant que, le contour attirant étant fermé, la partie de l'intégrale qui sort du signe $\int$ est nécessairement égale à zéro, et nous aurons

$$P = \int \frac{\varphi(r)}{2r^2}\left[(y-y')\,dz - (z-z')\,dy\right],$$

et l'on démontrerait de la même manière les deux autres formules (10).

Théorème VI. — *Les fonctions* P, Q, R, *dont les formules* (8)

donnent la définition et qui sont fonctions des coordonnées x', y', z' de l'élément attiré, satisfont, quelle que soit la forme du circuit attirant, à l'équation

$$\frac{dP}{dx'}+\frac{dQ}{dy'}+\frac{dR}{dz'}=0. \tag{13}$$

En différentiant les formules (10) et remarquant que l'on a

$$\frac{dr}{dx'}=\frac{x'-x}{r},\quad \frac{dr}{dy'}=\frac{y'-y}{r},\quad \frac{dr}{dz'}=\frac{z'-z}{r},$$

on trouve

$$\frac{dP}{dx'}=\int[(y'-y)dz-(z'-z)dy]\frac{x'-x}{r}\frac{d}{dr}\frac{\varphi(r)}{2r^2},$$
$$\frac{dQ}{dy'}=\int[(z'-z)dx-(x'-x)dz]\frac{y'-y}{r}\frac{d}{dr}\frac{\varphi(r)}{2r^2},$$
$$\frac{dR}{dz'}=\int[(x'-x)dy-(y'-y)dx]\frac{z'-z}{r}\frac{d}{dr}\frac{\varphi(r)}{2r^2}.$$

En ajoutant et remarquant que les intégrations se rapportent toutes aux éléments du contour attirant, on peut réunir les intégrales en une seule, et l'on trouve

$$\frac{dP}{dx'}+\frac{dQ}{dy'}+\frac{dR}{dz'}=0.$$

Théorème VII. — *Lorsqu'un courant mobile se déplace en présence d'un courant fixe qui l'attire, le travail développé par les forces qui agissent sur lui dépend seulement de la position initiale et de la position finale du circuit : il est indépendant de la série des positions intermédiaires.*

Considérons un élément attiré ds' qui se déplace infiniment peu, les coordonnées x', y', z' devenant $x'+\delta x'$, $y'+\delta y'$, $z'+\delta z'$, le travail des forces $X\,ds'$, $Y\,ds'$, $Z\,ds'$ qui agissent sur lui est

$$ds'(X\delta x'+Y\delta y'+Z\delta z'),$$

c'est-à-dire, en remplaçant X, Y, Z par leurs valeurs (9),

$$P(dy'\delta z'-dz'\delta y')+Q(dz'\delta x'-dx'\delta z')+R(dx'\delta y'-dy'\delta x'). \tag{14}$$

Les binômes qui multiplient P, Q, R représentent les projections du parallélogramme décrit par l'élément ds' dans le mouvement considéré, et que nous nommerons $d\omega$; si donc P, Q, R sont les composantes d'une force G, faisant avec la normale à $d\omega$ un angle que nous nommerons (N, G), le travail (14) peut être remplacé par l'intégrale

$$(15)\qquad \int G\, d\omega \cos(N,\ G);$$

elle s'étend à tous les éléments de la surface décrite par la courbe G' pendant son déplacement.

Pour démontrer que cette intégrale dépend seulement des positions extrêmes de la courbe, il suffit évidemment de montrer qu'elle est nulle quand on l'étend à une surface fermée quelconque. Pour y parvenir, considérons l'équation

$$(16)\qquad 0 = \int\int\int dx'\, dy'\, dz' \left(\frac{dP}{dx'} + \frac{dQ}{dy'} + \frac{dR}{dz'}\right),$$

où l'intégrale triple est étendue à tous les éléments de volume intérieurs à la surface fermée que l'on considère. Cette équation est évidente, puisque, d'après le théorème VI, la fonction intégrée est identiquement nulle. Or l'intégrale triple peut évidemment se remplacer par une intégrale double, car chaque terme peut être intégré une fois. On a, par exemple

$$\int\int\int \frac{dP}{dx}\, dx\, dy\, dz = \int\int P\, dy\, dz,$$

et, par une transformation bien connue, applicable à toutes les sur faces fermées, si l'on nomme $d\sigma$ l'élément superficiel et (NX) l'angle de la normale extérieure avec l'axe des X,

$$\int\int P\, dy\, dz = \int P\, d\sigma \cos(N,\ X).$$

L'équation (16) devient ainsi

$$0 = \int d\sigma[P\cos(N,\ X) + Q\cos(N,\ Y) + R\cos(N,\ Z)],$$

équivalente évidemment à

$$(17)\qquad 0 = \int d\sigma\, G\cos(N,\ G).$$

Cette intégrale étant nulle pour une surface fermée quelconque

ne dépend évidemment, pour une portion de surface, que des contours qui la terminent, et le théorème VII est démontré.

Théorème VIII. — *Pour calculer le* potentiel *de l'action d'un courant fixe sur un courant mobile, on peut considérer une surface fermée quelconque ayant pour contour le contour attiré. L'intégrale*

$$\int G\,d\sigma \cos(N, G)$$

étendue à tous les éléments de cette surface représente le potentiel, G *désignant, comme plus haut, une force dont les composantes sont égales aux coefficients* P, Q, R *définis théorème IV.*

Ce théorème est une conséquence évidente de la démonstration qui a été donnée du théorème VII.

Si le courant attiré est un courant plan infiniment petit ayant pour surface $d\omega$, l'intégrale (12) se réduit à un seul élément, et le potentiel est exprimé par

$$G\,d\omega \cos(N, G). \tag{18}$$

(*A suivre.*)

PROCÉDÉ POUR OBTENIR EN PROJECTION LES RAIES DES MÉTAUX ET LEUR RENVERSEMENT;

Par M. BOUDRÉAUX,
Préparateur de Physique au lycée Henri IV.

I. *Projection des raies des métaux.* — Les méthodes qui ont été proposées pour projeter les raies des métaux exigent l'emploi du chalumeau à gaz oxygène et hydrogène ou la lumière électrique. Je crois avoir simplifié l'expérimentation en prenant comme sources de lumière des feux analogues à ceux des artificiers et formés par la combustion d'un mélange intime et récemment préparé de 6 grammes de chlorate avec 1 gramme environ de gomme laque en poudre.

Veut-on projeter les raies du strontium, par exemple : on introduit et l'on tasse dans des creusets de charbon, dont la *fig.* 1 représente un modèle en grandeur naturelle, le mélange de chlorate de strontium et de gomme laque, mélange qu'on peut enflammer avec une allumette présentant un point en ignition. Une combustion très-vive en résulte, accompagnée d'une lumière très-riche en

vapeurs métalliques incandescentes qu'on dirige sur une fente étroite, qu'elle traverse pour tomber d'abord sur une lentille, puis

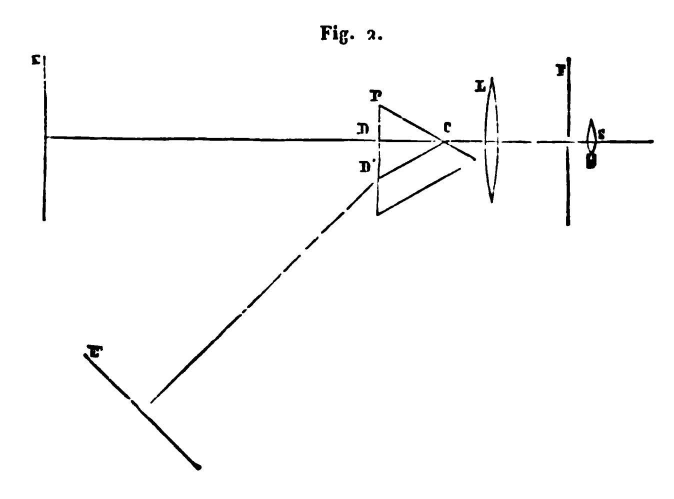
Fig. 1.



sur un prisme, et enfin sur un écran où se peint un spectre présentant les raies particulières au strontium, c'est-à-dire cinq belles raies rouges et une raie verte. Le baryum donne de la même manière trois raies vertes, le calcium deux raies rouge et une verte, le sodium une raie jaune.

Quant au spectre en question, on l'obtient par un procédé que je vais rappeler et qui est bien connu dans les cabinets de Physique. On place la fente étroite et verticale F (*fig.* 2) à 15 centi-

Fig. 2.



mètres environ de la source S; puis, un écran étant placé en E à

quelques mètres de F, on place la lentille de projection L entre F et E, de manière à produire en E une image très-nette de F. Il ne reste plus qu'à placer près de la lentille le prisme P dans la position du minimum de déviation, de sorte que ses arêtes soient verticales, et à déplacer l'écran E en E' dans la nouvelle direction des rayons lumineux déviés, tout en le maintenant à peu près à la même distance de L. En E' on voit alors un spectre très-pur, continu ou discontinu, selon la nature de la source S. Il est clair d'ailleurs que la direction de la flamme qui éclaire la fente verticale doit être elle-même verticale; dans la figure théorique ci-jointe, elle est figurée horizontale : il n'a pas été possible de la figurer autrement. La même observation, qui s'applique aussi, pour la flamme et pour l'écran K qui le couvre, à la *fig.* 4, devra être prise en considération lorsqu'on voudra répéter l'expérience.

Il est avantageux, dans ces sortes d'expériences, de placer la source lumineuse dans la lanterne de M. Duboscq et d'en augmenter l'intensité par l'emploi simultané de deux ou trois de nos creusets, et j'ai trouvé très-commode l'emploi du prisme à grande dispersion du spectroscope à vision directe, prisme que, dans les expériences précédentes, on place de préférence au foyer des rayons parallèles pour éviter les pertes de lumière, car ces prismes, ordinairement, n'ont pas une section bien considérable.

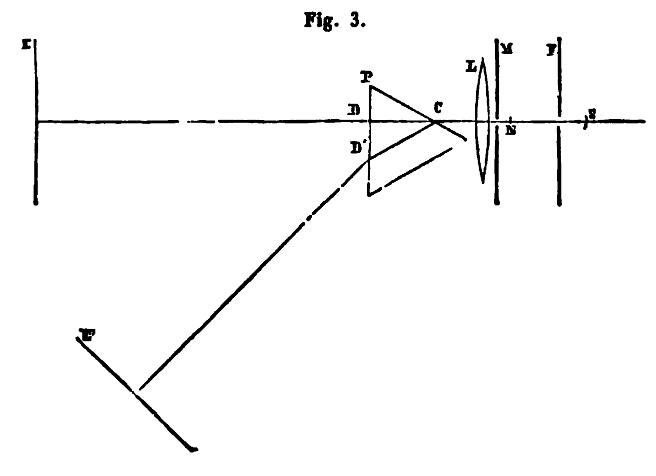
II. *Comment on obtient en projection le renversement de la raie du sodium.* — Un spectre pur ayant été produit par le procédé indiqué au numéro précédent, en prenant comme source S (*fig.* 3) la lumière de Drummond, on place entre L et F et près de L un morceau de sodium N, qu'on enflamme avec la précaution que la lumière incidente traverse les vapeurs absorbantes du sodium; on trouve sur l'écran E' et dans le jaune une ligne noire de renversement occupant exactement la place de la raie brillante jaune, particulière au sodium. C'est ainsi qu'actuellement l'expérience est faite dans les cours.

Une fente M, large de 2 centimètres et appliquée contre la lentille, donne plus de netteté au phénomène.

III. *Renversement des raies de divers métaux.* — On doit évidemment, par un procédé analogue, pouvoir renverser les raies des métaux autres que le sodium, et j'y suis arrivé en prenant comme

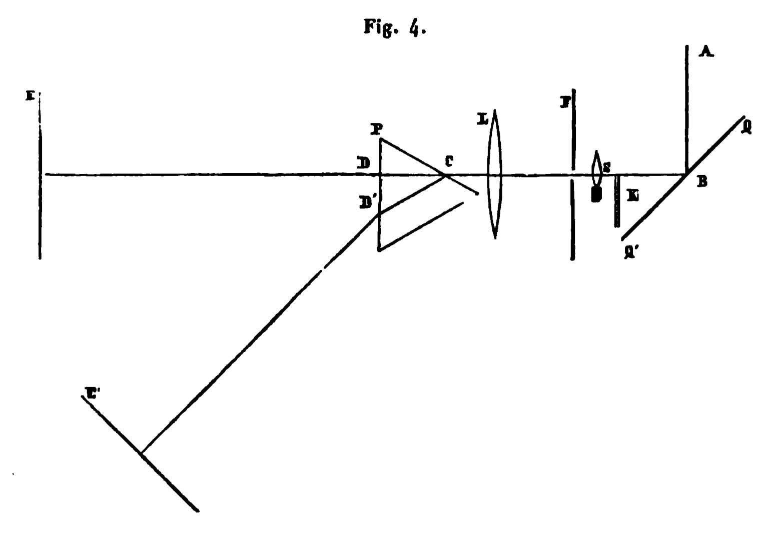
vapeurs absorbantes celles fournies par les mélanges déjà employés précédemment pour la production des raies brillantes des métaux.

Fig. 3.



Ainsi le strontium donne cinq raies noires de renversement, le calcium trois, le baryum trois, le sodium une seule. J'ai opéré en prenant comme source de lumière les rayons parallèles du Soleil; la masse de vapeurs métalliques absorbantes était placée près de F

Fig. 4.



(*fig.* 4) entre L et F, et mieux en N entre F et le miroir du porte-lumière.

Dans l'appareil que j'ai employé, les vapeurs absorbantes étaient fournies par deux ou trois petits creusets placés en N à l'intérieur d'une lanterne portant la fente F et munie d'une cheminée ayant un bon tirage.

IV. *Concordance des raies brillantes et des raies de renversement d'un même métal.* — Pour bien montrer que les raies de renversement d'un métal occupent exactement la place de ses raies brillantes, on emploie la disposition suivante : on fait en sorte que les rayons solaires incidents n'éclairent que la moitié supérieure, par exemple, de la longueur de la fente F, supposée verticale, ce qu'on obtiendra facilement par l'interposition d'un petit écran K (*fig.* 4) entre les creusets et le miroir du porte-lumière; par ce moyen, on aura sur l'écran E' un nouveau spectre solaire moitié moins large que le premier. Si maintenant, les rayons solaires étant supprimés, on vient à enflammer le mélange des creusets, on aura en E' un spectre discontinu, ayant même largeur que le premier, et dont une partie recouvre exactement la portion de l'écran occupée tout à l'heure par le second spectre solaire. Par suite, si l'on fait agir à la fois les rayons solaires et les feux absorbants, on verra en E' un spectre à raies brillantes, provenant précisément de la partie inférieure de la fente, éclairée seulement par la lumière métallique et au-dessous le spectre solaire sillonné de raies noires, exactement dans le prolongement des raies brillantes.

Pour répéter l'expérience, on doit se rappeler que la flamme S est, ainsi que nous l'avons dit plus haut (I), figurée à angle droit de sa position réelle.

SUR DEUX APPAREILS D'INTERFÉRENCE;

PAR M. MASCART.

I. Depuis qu'Arago a proposé l'emploi des phénomènes d'interférence pour déterminer la différence de marche de deux faisceaux de lumière qui ont traversé des milieux différents ou qui ont été soumis à des modifications quelconques, on a imaginé et employé un grand nombre d'appareils pour améliorer de plus en plus l'application de cette méthode féconde de recherches. Je citerai l'appareil d'Arago

lui-même, basé sur l'observation des franges des deux fentes d'Young, les miroirs et le biprisme de Fresnel, les demi-lentilles de M. Billet, les lames épaisses de M. Jamin, et enfin l'appareil que j'ai décrit dans ce Journal, et dans lequel on utilise le phénomène des franges dites de Talbot (1). Dans tous ces appareils, les deux faisceaux interférents sont toujours très-voisins l'un de l'autre, de sorte qu'il est difficile de réaliser certaines conditions, de soumettre, par exemple, les deux faisceaux à des températures notablement différentes.

Avec les instruments qui permettent d'atteindre le plus grand écart, comme les lames de M. Jamin, on ne peut parvenir à ce résultat qu'en employant des épaisseurs de verre énormes, et alors les défauts d'homogénéité et la trempe du verre altèrent tellement les phénomènes d'interférence, qu'il devient impossible d'obtenir des franges pures.

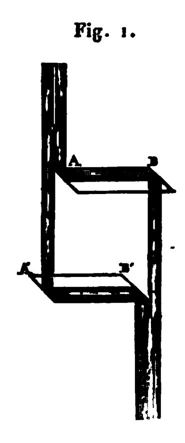
Le verre n'est jamais absolument dépourvu de trempe; mais la trempe peut être très-uniforme pour des lames de 2 à 3 centimètres d'épaisseur, et elle ne l'est jamais pour des lames plus épaisses. Comme les faisceaux, dans l'appareil de M. Jamin, sont à peu près inclinés de 45 degrés sur la normale, ils se trouvent en outre précisément dans les conditions qui donnent le plus d'importance à la double réfraction produite par la trempe. J'ai cherché à obtenir un grand écart entre les faisceaux interférents d'une manière simple et en évitant complétement les inconvénients de la trempe.

Une lame de verre bien homogène, taillée comme les parallélépipèdes de Fresnel, est coupée en deux morceaux que l'on dispose l'un à la suite de l'autre sur le trajet du faisceau de rayons qui sortent d'un collimateur dont la fente est éclairée par une source de lumière blanche. Une moitié du faisceau, comme l'indique la *fig.* 1, entre dans le premier parallélépipède AB, se réfléchit totalement sur la petite face latérale, que je supposerai, pour simplifier, inclinée à 45 degrés, chemine ensuite dans le verre parallèlement à la grande longueur, se réfléchit encore sur la petite face opposée à la première et émerge enfin parallèlement à sa direction primitive. L'autre moitié du faisceau qui a passé à côté du premier parallélépipède est reçue plus loin par le second A'B', qui est dirigé de la même manière, de

(1) *Journal de Physique*, t. I, p. 178.

sorte que ces deux faisceaux finissent par se retrouver juxtaposés, après avoir été, sur une partie de leur parcours, séparés par un intervalle égal à la longueur des parallélépipèdes. Dans les conditions

Fig. 1.



actuelles, si les faisceaux séparés n'ont pas subi de modifications différentes, la différence de marche est nulle, et l'on n'obtiendrait pas de franges; mais, pour introduire un retard sur l'un ou l'autre des faisceaux, il suffit de faire tourner l'un des parallélépipèdes dans un sens ou en sens contraire autour d'un axe perpendiculaire au plan de la figure. Si donc on reçoit sur un prisme et une lunette le faisceau reconstitué par le rapprochement des deux portions un instant séparées, on pourra, en produisant le retard du côté convenable, observer le phénomène des bandes de Talbot. Les parallélépipèdes servent en même temps de compensateurs : il suffit donc de les disposer sur de petits trépieds portés par des vis calantes, pour régler le parallélisme, et munis d'une vis de rappel qui permette d'obtenir une rotation lente et d'une faible étendue autour d'un axe vertical. Ces deux parallélépipèdes et les pièces habituelles d'un spectroscope constituent ainsi un appareil applicable à toutes les recherches d'interférences.

J'avais obtenu, dans un premier essai, un écart de 3 centimètres entre les deux faisceaux, et la pureté des franges, ainsi que la facilité avec laquelle on les obtient, m'a fait croire que l'on pourrait, sans plus de difficultés, réaliser un écart de 10 centimètres.

II. Quand on utilise le phénomène des bandes de Talbot, soit

avec les bilames, soit avec les parallélépipèdes, il faut avoir recours à une fente nouvelle que l'on place sur le trajet du faisceau en un point quelconque, mais de préférence avant les prismes réfringents. La pureté maximum des franges correspond à une certaine largeur de cette fente auxiliaire, la largeur du faisceau devant être en raison inverse de la distance des franges. Il en résulte une assez grande perte de lumière, la nécessité d'employer une grande dispersion si l'on veut réaliser des expériences dans lesquelles on ait à compter un grand nombre de bandes, enfin la difficulté d'obtenir des franges très-larges, et par suite d'amener la différence de marche à être nulle, comme on le fait dans les appareils où l'on vise une frange centrale. En réalité, ces inconvénients sont insignifiants dans la pratique, le retour à la frange centrale en particulier étant illusoire quand on veut compenser l'un par l'autre deux milieux qui n'ont pas le même pouvoir dispersif; mais on peut les éviter.

M. Jamin [1] a indiqué une disposition qui peut remplacer avec avantage son appareil à lames épaisses. Deux morceaux de spath d'égale épaisseur, terminés par des faces parallèles, par exemple par des faces naturelles bien dressées, sont disposés l'un à la suite de l'autre, de façon que les axes de cristallisation soient à peu près parallèles et horizontaux. Sur le premier spath on fait tomber un faisceau de lumière polarisée dans l'azimut de 45 degrés : ce faisceau se divise dans le spath en deux autres polarisés à angle droit qui se propagent, l'un à l'état de rayon ordinaire, et l'autre à l'état de rayon extraordinaire. Sur la face d'entrée du second spath, on applique une lame de mica d'une demi-onde dont l'axe est aussi dans l'azimut de 45 degrés. Cette lame de mica fait tourner d'un angle droit le plan de polarisation des rayons émanant du premier spath, de sorte qu'en entrant dans le second ces rayons échangent leurs rôles : l'ordinaire devient extraordinaire, et inversement. On reçoit enfin le faisceau émergent sur un analyseur dont la section principale est encore dans l'azimut de 45 degrés, et l'on observe à l'œil en visant à l'infini, ou bien avec une lunette pointée sur l'infini. On aperçoit alors des franges horizontales plus ou moins fines : la frange centrale est blanche si les sections principales du polariseur et de l'analyseur sont croisées, et noire si elles sont parallèles. Il

[1] *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXII, p. 814; 1868.

suffit maintenant de limiter par un écran la largeur du faisceau primitif pour que les deux faisceaux qui sortent du premier spath soient séparés l'un de l'autre et se superposent à la sortie du second; on a ainsi un appareil interférentiel.

L'explication de ces franges peut être donnée exactement comme je l'ai fait déjà pour l'appareil à lames épaisses de M. Jamin (¹). Si les deux spaths sont absolument parallèles, les deux faisceaux n'ont aucune différence de marche, quelle que soit leur direction, et l'on n'obtiendra qu'une teinte plate, blanche ou noire, suivant que l'analyseur et le polariseur seront croisés ou parallèles; mais, si les deux spaths sont un peu inclinés l'un sur l'autre, de façon que l'intersection de leurs faces extrêmes prolongées soit horizontale, il est clair que les faisceaux parallèles au plan bissecteur de l'angle obtus des deux faces, étant également inclinés sur les lames de spath et placés de la même manière par rapport à l'axe de cristallisation, n'éprouveront pas de différence de marche. Il se formera donc dans le plan focal de la lentille une frange rectiligne noire ou blanche, que l'on obtiendra en menant par le centre optique un plan parallèle au plan bissecteur considéré. Cette frange centrale sera horizontale. Sans qu'il soit nécessaire de faire aucun calcul, il est clair que le phénomène sera symétrique par rapport à cette frange neutre. Les faisceaux inclinés d'un certain côté par rapport au plan bissecteur établiront un retard sur un des faisceaux interférents. Pour une certaine inclinaison, le retard sera d'une demi-longueur d'onde, ce qui produira une rotation de 90 degrés dans le plan de polarisation des rayons émergeant des deux spaths; on aura alors une frange noire si la frange centrale était blanche, ou inversement, et ainsi de suite. Les mêmes phénomènes se reproduiront de l'autre côté de la frange centrale, le retard ayant lieu cette fois sur le faisceau qui était tout à l'heure en avance. La largeur des franges sera d'ailleurs en raison inverse de l'angle formé par les plans des deux lames de spath. Les lames étant à peu près verticales, si l'on fait tourner l'une d'elles autour d'un axe vertical, on incline d'un côté ou de l'autre l'arête d'intersection de leurs plans, et l'on fait remonter ou baisser la frange centrale. Toutes les circonstances du phénomène s'expliquent donc sans difficulté.

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIII, p. 141.

L'inconvénient de cet appareil, comme de tous ceux où l'on observe le même phénomène, est précisément la recherche des franges.

On peut maintenant disposer l'expérience d'une autre manière. On fait tomber sur le système des deux lames un faisceau horizontal de rayons parallèles, qui sortent d'un collimateur à fente éclairé par de la lumière blanche polarisée, et l'on observe le faisceau émergent avec un prisme et une lunette armée d'un analyseur que je supposerai parallèle au polariseur.

Si les deux lames de spath sont verticales et absolument parallèles, il n'y a pas de différence de marche, et le spectre est couvert d'une large bande noire qui éteint presque toute la lumière. Il suffit de faire tourner lentement l'un des spaths autour d'une verticale pour établir un retard sur l'un ou l'autre des deux faisceaux. On voit alors se produire dans le spath une série de bandes alternativement brillantes et obscures qui marchent du violet vers le rouge et qui se resserrent de plus en plus. On a donc un appareil interférentiel à spectre cannelé, dans lequel la différence de marche peut être nulle, et qui utilise presque le quart de la lumière incidente; le phénomène est d'ailleurs assez éclatant pour être projeté avec la lumière Drummond. On peut ainsi étudier les différents états de polarisation elliptique des rayons situés entre une bande brillante et une bande noire et vérifier, par conséquent, les lois des lames minces dans tous leurs détails. Enfin, comme l'a indiqué M. Jamin, cette expérience permet de démontrer simplement les lois des interférences entre les rayons polarisés établies par Arago et Fresnel. Quand on supprime l'analyseur, les bandes disparaissent : il en résulte que deux faisceaux polarisés à angle droit n'interfèrent pas directement, mais peuvent interférer si on les ramène dans le même plan de polarisation. Les bandes disparaissent encore quand on supprime le polariseur : d'où l'on conclut que deux faisceaux polarisés à angle droit et ramenés dans le même plan de polarisation ne peuvent interférer que s'ils proviennent d'un faisceau primitivement polarisé, etc.

Si l'on utilise ce phénomène pour la démonstration des lois d'interférence et de double réfraction, il n'y a pas lieu de se préoccuper de l'écart des faisceaux situés entre les lames de spath, et par conséquent de limiter la largeur de la lumière incidente. Si, au contraire, on veut en faire un appareil interférentiel, il faut rétrécir

le faisceau primitif. Lorsque la lumière tombe normalement sur les lames de spath, et que l'on utilise des faces naturelles qui ne sont pas loin de donner le maximum d'écart, la distance des deux rayons émergeant du premier spath et provenant d'un même rayon incident est environ le dixième de l'épaisseur de la lame de spath. On voit qu'avec cette disposition il serait encore difficile d'obtenir des faisceaux très-écartés.

SUR L'AIMANTATION DE L'ACIER;

PAR M. E. BOUTY.

Il n'existe jusqu'ici aucune théorie complète des aimants. Malgré la simplicité relative des phénomènes présentés par le fer doux, on ne saurait espérer expliquer ceux-là à part, et l'étude des aimants d'acier est encore trop peu avancée pour fournir les éléments d'une théorie physique satisfaisante.

L'hypothèse de la force coercitive, développée par Coulomb, consiste à rapprocher les phénomènes présentés par les aimants d'acier des lois expérimentales du frottement. On pourrait essayer de préciser cette hypothèse à l'aide des propositions suivantes :

1° Toute force magnétique inférieure à une certaine limite C est sans action sur l'acier trempé.

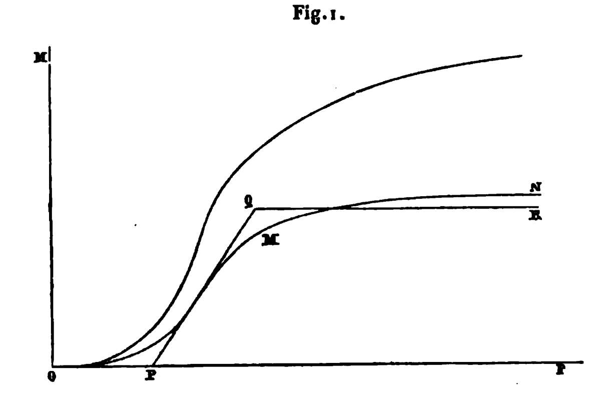
2° Toute force magnétique F supérieure à cette limite C agit comme le ferait la force F — C, si l'on supprimait le pouvoir coercitif.

3° Quand la force magnétique cesse d'agir, l'acier conserve son magnétisme, jusqu'à une limite égale au plus au magnétisme qui serait maintenu par une force magnétique C, si le pouvoir coercitif n'existait pas.

Pour juger de la valeur expérimentale de ces propositions, il suffit de remarquer qu'elles ne tiennent aucun compte des phénomènes du magnétisme temporaire. Si un barreau d'acier cylindrique est soumis à une force magnétique dirigée dans le sens de son axe, et si l'on fait varier cette force de zéro à l'infini, le cylindre acquiert d'abord un certain magnétisme temporaire, qui disparaît entière-

ment avec la suppression de la force magnétisante; mais, pour des valeurs de F plus considérables, il conserve une certaine fraction du magnétisme temporaire, développé d'abord. Quand F croît indéfiniment, le magnétisme temporaire et le magnétisme permanent développés tendent vers deux limites distinctes. Si l'on prend pour abscisses les forces, pour ordonnées les moments magnétiques correspondants, soit permanents, soit temporaires, on obtient des courbes tangentes à l'axe des x à l'origine, et asymptotes à deux parallèles à l'axe de x (*fig.* 1). Chaque courbe présente un point d'inflexion. L'hypothèse de la force coercitive fournirait une ligne brisée unique

Fig. 1.



telle que OPQR. La ressemblance grossière de l'allure de cette ligne brisée avec celle de la courbe OMN du magnétisme permanent explique suffisamment l'usage que l'on peut faire de la théorie de Coulomb, quand on veut se borner à l'explication purement qualitative des expériences.

M. Wiedemann a fait un pas de plus dans l'explication des phénomènes magnétiques, en les rapprochant des phénomènes qui dépendent de l'élasticité des solides, comme la flexion ou la torsion. Quand on tord un fil imparfaitement élastique par des forces croissantes, il n'éprouve d'abord qu'une torsion temporaire; mais bientôt il conserve d'une manière permanente une fraction de la torsion qu'il a subie temporairement. On peut poursuivre très-loin cette comparaison ingénieuse, qui a d'ailleurs l'avantage de se fonder sur une relation physique intéressante : un fil d'acier tordu se détord partiellement par le fait de son aimantation, et un aimant que l'on tord perd une partie de son magnétisme.

Je ne citerai qu'un fait nouveau à l'appui de l'analogie signalée par M. Wiedemann. Considérons un circuit qui ne comprend, outre la pile à courant constant, qu'une seule bobine dans laquelle on aimante. Une aiguille d'acier récemment trempée est introduite, puis extraite très-lentement, et l'on répète un très-grand nombre de fois la même opération. Le moment magnétique permanent y, emporté par l'aiguille, s'accroît à chaque passage, et j'ai trouvé qu'il est représenté par la formule

$$y = A - \frac{B}{x}, \tag{1}$$

où x représente le nombre des passages, A et B étant deux constantes.

Le curieux accroissement dont il est ici question est indépendant de la durée de chaque immersion de l'aiguille, et il ne saurait être attribué à l'action des courants induits développés par son introduction ou son extraction; car, dans les conditions de mouvement très-lent où j'ai opéré, ces courants induits sont tout à fait insensibles. Une deuxième, une troisième application d'une force magnétique constante accroît le magnétisme permanent, comme une deuxième, une troisième torsion produite par une force constante accroît la torsion permanente acquise à la première fois [1].

On peut superposer dans un même fil une certaine torsion permanente et une torsion temporaire de sens contraire. Le même fait est vrai pour le magnétisme, et se produit quand on soumet une aiguille fortement aimantée par un courant à l'action d'un courant de sens contraire trop faible pour supprimer entièrement l'aimantation; mais ici l'analogie est-elle aussi parfaite que dans les cas précédents? Je ne le pense pas. Si l'on forme un faisceau de lames ou de barres d'acier assez courtes que l'on trempe et que l'on ai-

---

(1) J'ai employé pour aimanter trois autres procédés :

1° On introduit l'aiguille, on établit le courant et l'on extrait lentement l'aiguille;

2° On introduit lentement l'aiguille, le courant passant; on supprime le courant et l'on retire l'aiguille.

3° On introduit l'aiguille; on établit et l'on interrompt le courant; on retire l'aiguille.

La répétition de chacun de ces trois procédés fournit une augmentation du moment magnétique représentée par une formule hyperbolique comme la formule (1).

mante tout d'une pièce, et qu'on sépare ensuite les diverses lames, on trouve que la somme de leurs moments magnétiques est bien supérieure au moment magnétique de l'aimant primitif (¹). Or l'on ne voit apparaitre au moment de la séparation des lames aucune force magnétique nouvelle, à laquelle on puisse attribuer l'augmentation observée. On supprime seulement une réaction antagoniste qui masquait un magnétisme permanent, existant déjà, par un magnétisme temporaire de sens contraire. Ici cependant il n'y avait rien d'anormal dans la constitution du barreau aimanté une seule fois, et il serait difficile de citer un cas analogue pour la torsion.

Je suis convaincu, pour ma part, que dans ce cas la superposition des deux sortes de magnétisme ne peut exister au sein du même élément magnétique, et que cette expérience révèle l'hétérogénéité des éléments magnétiques de l'acier. Dans l'acte de l'aciération ou de la trempe, la condition, quelle qu'elle soit, qui correspond à la propriété de conserver un magnétisme permanent, ne serait communiquée qu'à certains de ces éléments, les autres restant dans la condition du fer doux. Cette opinion, déjà ancienne, semble confirmée par des expériences récentes de A. Holz (²). Ce physicien a mesuré le moment magnétique de barreaux aimantés intacts, et rongés plus ou moins profondément par l'acide chlorhydrique. Les barreaux rongés superficiellement présentent une surface rugueuse dont les aspérités sont formées d'une substance aciéreuse peu ou point attaquable par l'acide (*Kohleneisen*) et affectant dans l'intérieur des barreaux une disposition variable. Tantôt elle forme une sorte de réseau empâté par la masse ferrugineuse attaquable; tantôt, au contraire, les deux matières sont mêlées plus intimement, et l'acier proprement dit est en grains fins isolés. L'auteur croit pouvoir déduire de ses expériences que cet acier est le vrai *support de la force coercitive*. Le reste de la masse en serait dépourvu.

(¹) Il faut tenir compte d'un changement dans la distribution du magnétisme, accompagnant la séparation; mais ce changement est hors de proportion avec l'effet observé.

(²) A. Holz, *Eine Untersuchung über Stabmagnetismus* (*Annales de Poggendorff*, 1874).

LORD RAYLEIGH. — On the manufacture and theory of diffraction gratings (Fabrication et théorie des réseaux de diffraction); *Philosophical Magazine*, février et mars 1874, p. 81 et 193.

Un excellent réseau gravé sur verre est un objet coûteux et rare; il serait donc fort utile de pouvoir en faire, à bon marché, un très-grand nombre de bonnes copies. L'auteur expose dans la première partie de son Mémoire les procédés photographiques qu'il a employés avec succès pour cette reproduction.

Il faut d'abord renoncer à l'emploi de la chambre noire, non-seulement à cause de l'imperfection des objectifs, mais surtout en raison des franges de diffraction qui accompagnent toujours l'image d'une ligne infiniment mince. Si la largeur de ces franges est une quantité de même ordre que la distance de deux traits consécutifs, il est clair qu'on ne peut espérer aucune netteté dans la copie. Or c'est précisément ce qui arrive dans le cas d'un réseau contenant 3000 traits par pouce, et d'un objectif photographique de dimensions ordinaires.

Mais on peut obtenir de bons résultats par reproduction directe, en se servant du réseau gravé comme d'un négatif de photographie. Les précautions à prendre ont toutes pour but d'éviter les pénombres. Ainsi on cherchera à établir un contact parfait entre le réseau et la couche de collodion; pour cela, la glace sur laquelle est étendue cette couche devra être rigoureusement plane, condition d'ailleurs indispensable pour qu'on puisse ensuite examiner le spectre donné par la copie avec une lunette d'un fort grossissement. La source de lumière devra n'avoir qu'une petite étendue; on prendra, par exemple, une ouverture de 2 ou 3 pouces de diamètre pratiquée dans le volet d'une chambre noire, ou bien l'image du Soleil donnée par une lentille de court foyer, ou encore la lumière d'une lampe si l'on opère par les méthodes qui donnent le plus de sensibilité. Dans tous les cas, les rayons devront tomber normalement à la surface du châssis.

On peut employer avec succès diverses méthodes photographiques. L'albumine sèche, le procédé Taupenot, le procédé au tannin; l'auteur recommande surtout le procédé au collodion chloruré, tel que le fabriquent MM. Mawson et Swan, de Newcastle.

Ce collodion est une dissolution de coton-poudre tenant en suspension du chlorure d'argent finement divisé et un petit excès d'azotate d'argent libre. Avant de s'en servir, on recouvre la glace d'une couche d'albumine, indispensable pour obtenir une adhésion suffisante, puis on verse le collodion, et on le sèche à la chaleur d'une lampe à alcool. L'exposition dure de cinq à six minutes au soleil d'automne; il n'y a pas à faire de développement de l'image, et l'on fixe à l'hyposulfite de soude.

Par ce moyen, l'auteur a obtenu un grand nombre de copies satisfaisantes de deux excellents réseaux de Nobert, contenant l'un 3000, l'autre 6000 traits par pouce. Le premier donne des spectres ayant plus de netteté, le second des spectres plus brillants; les mêmes caractères se sont retrouvés dans leurs copies qui permettent d'apercevoir à peu près toutes les raies du tableau d'Angström. Il est probable que la méthode réussirait encore pour des réseaux contenant 10 à 12000 traits par pouce; mais, dans ce cas, il y aurait avantage à faire les copies sur des lames de mica qu'on peut obtenir bien planes sans aucune difficulté.

La seconde partie du Mémoire contient une théorie des réseaux, présentée à un point de vue nouveau et fort intéressant. L'auteur insiste d'abord sur la nécessité d'une égalité parfaite dans la distance des traits consécutifs. Si d'une région à l'autre cette distance variait seulement d'un millième, il deviendrait impossible de dédoubler la raie D. En effet, les deux raies simples dont elle est formée ont des longueurs d'onde qui diffèrent à peu près de cette fraction de leur valeur; la déviation de la première dans le spectre donné par une partie du réseau serait donc la même que celle de la seconde dans le spectre fourni par l'autre partie. Le premier réseau de Nobert présentait sous ce rapport une grande perfection : la distance des traits n'y variait pas de $\frac{1}{6000}$, à en juger par l'aspect de la double raie du sodium. Il est bien entendu qu'il ne s'agit ici que des irrégularités systématiques; un trait isolé pourrait être sans grand inconvénient écarté de sa position normale d'une quantité beaucoup plus grande.

Le Mémoire traite ensuite des importantes questions de l'intensité lumineuse et de la netteté, entièrement négligées par la théorie exposée dans les ouvrages classiques, où l'on se préoccupe presque uniquement d'expliquer la formation des spectres par la considéra-

tion de deux éléments consécutifs du réseau sans introduire le nombre total de ces éléments, c'est-à-dire la longueur de l'espace couvert de traits réguliers, qui est précisément une des données les plus importantes de la question.

Si l'on considère d'abord cet espace, que l'on peut appeler l'*ouverture du réseau*, entièrement libre et recevant une onde plane, il est facile de calculer les intensités relatives de la lumière envoyée dans une direction quelconque et suivant la normale. Cette intensité est nulle ou maximum selon que la projection de l'ouverture sur la direction choisie est égale à un nombre pair ou impair de demi-longueurs d'ondulation. Les formules ordinaires de la composition des mouvements vibratoires permettent de calculer les intensités de ces maxima successifs qui diffèrent peu de

$$\left(\frac{2}{3\pi}\right)^2, \quad \left(\frac{2}{5\pi}\right)^2, \quad \left(\frac{2}{7\pi}\right)^2, \ldots.$$

En prenant l'ouverture égale à 1 pouce, et la supposant éclairée par de la lumière dont la longueur d'onde est $\frac{1}{40000}$ de cette ouverture, on trouve que le premier minimum correspond à un angle de 6 secondes environ avec la normale.

Si, au lieu d'être entièrement libre, l'ouverture présente un nombre n de parties alternativement transparentes et opaques, dont nous désignerons les dimensions par a et d, le phénomène ne sera pas changé dans son ensemble; les maxima et minima se produiront encore aux mêmes points, de sorte que les franges de diffraction n'éprouveront aucun déplacement, mais seulement une diminution d'intensité, l'amplitude du mouvement vibratoire résultant ayant varié dans le rapport $\frac{a}{a+d}$.

Les résultats qui précèdent correspondent au cas où la projection de l'ouverture sur la direction considérée est égale à un nombre peu considérable de longueurs d'ondulation. Supposons, au contraire, que ce nombre soit égal à $mn\lambda$, c'est-à-dire à un multiple exact du nombre de traits du réseau. Dans la direction ainsi définie, que nous appellerons *direction principale*, et qui correspond au spectre du $m^{ième}$ ordre, se produira un maximum d'un éclat bien supérieur aux maxima voisins. On trouve que son intensité, rapportée à celle que produirait suivant la normale l'ouverture supposée

entièrement libre, est égale à

$$\frac{1}{m^2\pi^2}\sin^2\frac{am\pi}{a+d}.$$

Cette formule montre que, pour avoir la plus grande intensité possible dans le spectre du premier ordre, il faut que $\sin\frac{am\pi}{a+d}$ soit égal à l'unité, ce qui donne $a = d$, et, dans ce cas, les intensités de tous les spectres d'ordre pair sont nulles, tandis que celles des spectres d'ordre impair sont représentées par

$$\left(\frac{1}{\pi}\right)^2, \quad \left(\frac{1}{3\pi}\right)^2, \quad \left(\frac{1}{5\pi}\right)^2, \ldots$$

Si a est très-petit par rapport à d, le sinus considéré peut être confondu avec l'arc, et dans ce cas, m disparaissant de l'expression de l'intensité lumineuse, l'éclat des spectres de tous les ordres devrait être le même. Cette conclusion du calcul n'a pas paru à l'auteur vérifiée par l'expérience; peut-être le rapport $\frac{a}{a+d}$ n'était-il pas suffisamment petit dans le réseau dont il se servait.

Quelles sont maintenant les conditions pour qu'un réseau ait un grand pouvoir résolvant, c'est-à-dire pour qu'il permette de séparer les raies complexes en raies simples? Pour les trouver, il suffit d'exprimer que la première frange obscure qui se produit au voisinage d'une direction principale répondant à la longueur d'onde λ coïncide avec la direction principale relative à la longueur d'onde $\lambda + \delta\lambda$. Cela donne l'équation

$$(mn+1)\lambda = mn(\lambda + \delta\lambda),$$

d'où

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{mn};$$

n est donc le plus petit nombre de traits qui permettra de distinguer les deux raies λ et $\lambda + \delta\lambda$ dans le spectre du premier ordre. Dans le spectre du deuxième ordre, il faudrait $\frac{n}{2}$ traits; il en faudrait $\frac{n}{3}$ dans celui du troisième, et ainsi de suite. Dans le cas de la double raie jaune du sodium, $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$ est environ $\frac{1}{1000}$, et par suite la résolution

de cette raie dans le premier spectre exige 1000 traits par pouce, tandis que 500 suffiront dans le deuxième, et 333 dans le troisième.

L'ouverture du réseau est donc un élément capital, si l'on veut qu'il puisse remplir le rôle d'un excellent spectroscope, et le problème à résoudre n'est pas tant de tracer des traits extrêmement serrés, que de couvrir un espace considérable de traits parfaitement équidistants. Il n'y a d'ailleurs sous ce rapport aucune différence entre les réseaux et les prismes. Pour ces derniers aussi, l'ouverture est un élément important, car il est possible de remédier à l'insuffisance de la dispersion en donnant un grossissement plus fort à la lunette toutes les fois que l'intensité est assez grande pour le tolérer. On pourrait donc, au lieu de multiplier les prismes pour obtenir un spectroscope puissant, augmenter les dimensions d'un prisme unique, en même temps que le diamètre de l'objectif qui sert à l'observation, et appliquer alors un grossissement considérable. Ce moyen n'a peut-être pas encore été l'objet de toute l'attention qu'il mérite.

J. Maurat.

H. VOGEL. — Ueber die Lichtempfindlichkeit des Bromsilbers für die Sogenannten chemisch unwiksamen Farben (Sensibilité du bromure d'argent pour les rayons dits chimiquement inactifs); *Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 453, 1873.

On sait que la sensibilité des sels d'argent est très-faible pour les rayons les moins réfrangibles, ce qui est un inconvénient pour la reproduction d'objets colorés, des tableaux par exemple; en étudiant la manière dont varie cette sensibilité pour les divers sels d'argent, M. Vogel a reconnu que le bromure d'argent humide, c'est-à-dire imbibé d'une solution de nitrate, est beaucoup moins sensible que le bromure sec : sur le bromure humide la sensibilité s'arrête entre les raies D et E, encore les rayons de cette réfrangibilité agissent très-peu, l'action de la lumière diminuant très-rapidement à partir de E; sur le bromure sec, l'action se poursuit jusque dans l'orangé, sans présenter de variations brusques.

Si le bromure est imprégné de coralline, qui absorbe surtout la partie du spectre comprise entre D et E, la plaque se montre sen-

sible dans l'indigo, très-peu dans le bleu, et l'action de la lumière augmente ensuite vers la partie moins réfrangible et est aussi énergique dans le jaune que dans l'indigo.

En employant un vert d'aniline, qui absorbe fortement les rayons entre C et D, la sensibilité a été également forte dans l'indigo et le rouge, avec un minimum dans la région intermédiaire.

M. Vogel conclut de ces expériences que l'on peut rendre sensible une plaque, pour une région quelconque du spectre; il suffit de mélanger au bromure ou à l'iodure une substance susceptible de se combiner au brome, et *absorbant les rayons de cette région.*

A. Potier.

John TYNDALL. — Further experiments on the transmission of sound (Nouvelles expériences sur la transmission du son); *Proceedings of the royal Society*, p. 359, juin 1874.

(Traduction.)

L'auteur décrit un certain nombre d'expériences faites avec des atmosphères hétérogènes obtenues en saturant des couches d'air alternatives à l'aide de vapeurs de différents liquides volatils. S'appuyant sur son observation de la transmission du son à travers une tourmente de neige dans la mer de Glace, pendant l'hiver de 1859, il montre le pouvoir extraordinaire que possède le son de passer par les interstices des corps solides, tant que la continuité de l'air n'est pas interrompue. Ainsi, par exemple, le son traverse douze feuillets d'un foulard de soie, tandis qu'un seul feuillet suffit pour l'intercepter, si le mouchoir a été trempé dans l'eau de manière que les interstices soient obstrués par le liquide.

Il décrit de nombreuses expériences faites avec des nuages artificiels d'une densité assez grande pour arrêter les rayons concentrés d'une lumière électrique; l'effet de ces nuages sur le son était sensiblement nul. Il a exécuté des expériences sur l'illumination de ces nuages par des éclairs instantanés obtenus, soit en enflammant de la poudre ou du fulmicoton, soit en éteignant et rallumant alternativement des lumières électriques ou autres. De tels éclairs promettent d'utiles emplois comme signaux à brouillard.

E. Bertholomey.

H. STREINTZ. — Ueber die Aenderungen der Elasticität und der Länge eines vom galvanischen Strom durchflossenen Drahts (Changements de la longueur et de l'élasticité d'un fil sous l'influence d'un courant); *Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 381, 1873.

M. Streintz a étudié le coefficient d'élasticité d'un fil dans lequel passe un courant électrique : le fil était enduit de stéarine, et l'on observait la durée des oscillations de torsion de ce fil, lorsque la stéarine était fondue par le courant; on observait également cette durée, lorsque le fil était porté à la même température, sans courant : les différences sont de l'ordre des erreurs d'observation (1).

Il a examiné aussi l'allongement produit par le passage d'un courant et l'a comparé à l'allongement purement thermique, obtenu en portant le fil à la température produite par le courant, il a trouvé que l'allongement produit par le courant est toujours plus grand que l'allongement purement thermique, la différence étant 25 pour 100 de ce dernier pour le platine écroui, de 11 à 20 pour 100 pour le cuivre plus ou moins écroui, et nulle seulement pour l'acier très-dur; par le recuit cette différence peut atteindre 20 pour 100 pour l'acier. Lorsque le courant est interrompu, la longueur du fil décroît progressivement. L'auteur pense qu'on ne peut attribuer l'allongement à une action électrodynamique; il l'attribue à une action spéciale du courant, qui aurait pour effet de polariser les vibrations moléculaires.

Il y a d'ailleurs accord entre ces expériences et celles de M. Edlund sur le même sujet.

A. Potier.

J. NORMAN LOCKYER. — On a new class of absorption phenomena (Sur une nouvelle classe de phénomènes d'absorption); *Proceedings of the royal Society*, t. XXII, p. 378, juin 1874.

(Extrait.)

1. Dans mes expériences sur le spectre d'absorption du sodium et du potassium, j'ai observé des phénomènes tout à fait nouveaux pour moi, dont je place quelques grossiers dessins sous les yeux

(1) Ce résultat n'infirme qu'indirectement les observations de Wertheim qui portaient sur le coefficient d'élasticité par *traction*.

de la Société royale. Comme ces phénomènes sont momentanés, je ne puis pas répondre de l'exactitude des dessins, n'étant pas capable d'ailleurs de représenter les délicates dégradations de l'ombre.

2. Dans les dessins, l'extrémité rouge du spectre est à gauche ; la ligne D, qui leur est commune, est l'image d'une fente d'environ 1 pouce de long sur laquelle tombait la lumière d'une lampe électrique, à travers le tube dans lequel se produisent les vapeurs. La partie inférieure des dessins représenterait donc le spectre des vapeurs les moins denses.

3. Un des phénomènes en question consiste en un élargissement unilatéral de la ligne D ; cependant l'absorption latérale est beaucoup moins dense que celle de cette ligne elle-même : elle est limitée d'un côté par D et de l'autre par une ligne courbe (*fig.* 1, 2).

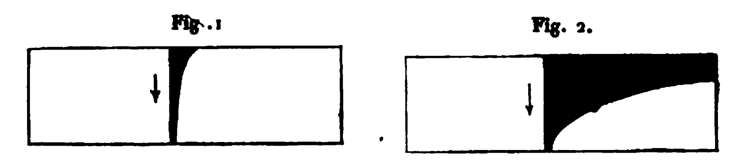


Fig. 1 Fig. 2.

4. Les *fig.* 3 et 4 indiquent deux changements quelquefois observés. La *fig.* 3 montre l'assombrissement dans l'absorption et

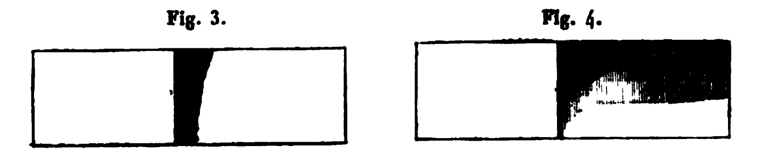


Fig. 3. Fig. 4.

une roideur croissante de la courbe. La *fig.* 4 montre l'existence simultanée d'absorptions visiblement différentes toutes limitées par D d'un côté, mais de l'autre par plusieurs courbes, présentant des extrémités différentes.

5. On aperçoit en outre, en même temps que ces apparences, mais surtout quand l'absorption à bord curviligne se montre des deux côtés de D, une limite brillante qui remplace le simple changement d'ombre.

6. Quelquefois cette limite brillante est continue et traverse D,

comme le montre la *fig.* 5; mais la *fig.* 6 indique que les phéno-

Fig 5.

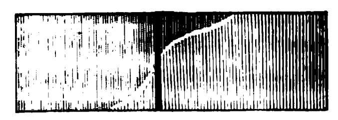
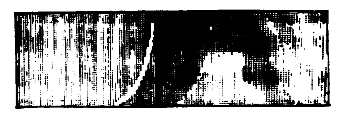




Fig. 6.



mènes qui se produisent des deux côtés de la ligne D sont indépendants entre eux.

E. Bertholomey.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome III. — Septembre 1874.

J. Chautard. — *Recherches sur le spectre de la chlorophylle*, p. 5.

Annales de Poggendorff.

Tome CLII. — N° 6. — Année 1874.

G. Lundquist. — *Réflexion de la lumière à la surface des corps isotropes*, p. 177.

H. Brongersma. — *Rôle du milieu interposé dans les expériences d'influence électrique*, p. 200.

P. Groth. — *Forme cristalline et propriétés thermo-électriques du cobalt-gris* (Speiskobalt) p. 249.

A. Arzruni. — *Recherches optiques sur l'hydrate d'essence de térébenthine*, p. 282.

A. Arzruni. — *Recherches cristallographiques et optiques sur diverses urées*, p. 284.

F. Zöllner. — *Sur les taches du Soleil*, p. 291.

Th. Andrews. — *Sur l'ozone*, p. 311.

C. Braün. — *Étude des méthodes employées pour déterminer les éléments du magnétisme terrestre*, p. 331.

A. W. Wright. — *Polarisation de la lumière zodiacale*, p. 353.

E. Reusch. — *Diffusion entre l'air sec et l'air humide*, p. 365.

V.-C. Röntgen. — *Rectification relative à un article sur les isothermes des cristaux*, p. 367.

Burgue. — *Mesure de la vitesse de la lumière*, p. 367.

X. — *Réseau pour le spectroscope*, p. 368.

SUR LES ACTIONS ÉLECTRIQUES DES CORPS ISOLANTS SOUS L'INFLUENCE EXTÉRIEURE D'UN CORPS ÉLECTRISÉ (1);

PAR M. R. FELICI,
Professeur à l'Université de Pise.

Avant Faraday, Avogadro et Belli (2) énoncèrent l'hypothèse de la polarisation moléculaire des corps isolants, et Belli mesura les pouvoirs spécifiques de ces corps avec un appareil à condensation. Faraday, et Harris (3) après, firent usage aussi d'un appareil à condensation, et donnèrent pour ces pouvoirs des nombres différents de ceux de Belli. Matteucci (4) fit un grand nombre d'expériences : il ne se montra pas toujours favorable à la polarisation, mais il termina ses derniers Mémoires sur ce sujet par une série de conclusions qui, sauf la diversité des dénominations, sont les données fondamentales de la théorie analytique du magnétisme. M. Siemens (5) adopta, non-seulement l'hypothèse de la polarisation, mais encore toutes les autres idées de Faraday sur le mode de propagation des actions électriques. Il chargea un carreau de Franklin avec les pôles d'une pile, et en déterminant avec une boussole les intensités des courants de charge et de décharge, il mesura les pouvoirs spécifiques. M. Gaugain (6) fit aussi d'intéressantes recherches par une méthode qui a quelque analogie avec celle de M. Siemens, et il démontra que l'on peut expliquer, avec la théorie d'Ohm, la distribution de l'électricité dans des appareils à condensation. M. Kohlrausch (7) étudia les résidus de la décharge, et conclut que, pour expliquer ce phénomène, il fallait admettre la polarisation moléculaire des corps isolants; mais MM. Riess, Bezold et Wüllner (8) se prononcèrent contre une telle opinion. Nous devons ad-

(1) Pour plus de détails, *voir* mon Mémoire (*Nuovo Cimento*, vol. VI).

(2) BELLI, *Cours de Physique*, vol. III, 1838. — AVOGADRO, *Journal de Physique de la Métherie*, vol. LXIII-LXV. — FARADAY, *Philosophical Transactions*, 1838.

(3) HARRIS, *Philosophical Transactions*, 1842.

(4) MATTEUCCI, *Annales de Chimie et de Physique*, 1849, 1859; *Nuovo Cimento*, 1859.

(5) SIEMENS, *Annales de Poggendorff*, 1857.

(6) GAUGAIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 1862.

(7) KOHLRAUSCH, *Annales de Poggendorff*, 1854.

(8) RIESS, *Abhandlungen zu der Lehre der Reibungs Electricität*, Berlin, 1867; *Philosophical Magazine*, 1856. — WÜLLNER, *Lerbuch der experimental Physik*, vol. IV; Leipzig, 1872.

mettre, dit M. Wüllner, que les deux électricités pénètrent dans l'intérieur des corps isolants, et qu'elles s'en rapprochent plus ou moins et donnent lieu à des résultats différents suivant la nature de ces corps. Cependant M. Clausius ([1]), sans nier la pénétration des charges, est de la même opinion que M. Kohlrausch. Enfin M. Cantoni ([2]), en Italie, remplace dans ses Cours les explications ordinaires des phénomènes d'électrisation présentés par les corps isolants (électrisés par frottement ou par contact avec un autre corps électrisé), par d'autres explications qui supposent une polarisation moléculaire, semblable à celle d'un barreau d'acier aimanté. En Italie quelques physiciens ([3]) adoptèrent les idées de M. Cantoni, mais d'autres ([4]) s'y opposèrent. Le numéro de novembre 1873 de ce Journal contient la description d'une expérience très-simple de M. Righi sur ce sujet. Dans une des dernières séances de l'*Istituto lombardo*, M. Cantoni répondit à M. Righi.

Ce rapide exposé historique a été fait en suivant presque entièrement les premières pages d'un Mémoire de M. Rossetti ([5]), dont nous aurons bientôt à parler.

Dans mon Mémoire, je commence par faire remarquer que dans les appareils à condensation, dans lesquels les armures sont en contact avec le corps isolant, l'électrisation permanente, qui reste encore après la décharge, soit à la surface, soit dans l'intérieur de l'isolant, est une cause d'incertitudes assez graves dans les explications des résultats des expériences, d'autant plus qu'elle doit nécessairement varier avec le temps, et avec bien d'autres circonstances difficiles à reconnaître et à analyser. Selon moi, pour démontrer l'existence de la polarisation moléculaire, il faut que les résultats des expériences conduisent directement à admettre que l'action électrique induite par tous les points de la masse de l'iso-

---

([1]) Clausius, *Abhandlungen über mech. Wärmetheorie.*

([2]) Cantoni, *Su alcuni principi di...* (*Sur quelques principes d'électrostatique*); Milan, Vallardi, 1873; *Rendiconti dell' Istituto lombardo*, 1867, 1869, 1872; *Nuovo Cimento*, t. X, p. 55; 1873.

([3]) Bouotti et Paolo Cantoni, *Rendiconti dell' Istituto lombardo*, 1872. — Ferrini, *Rendiconti dell' Istituto lombardo*, 1872.

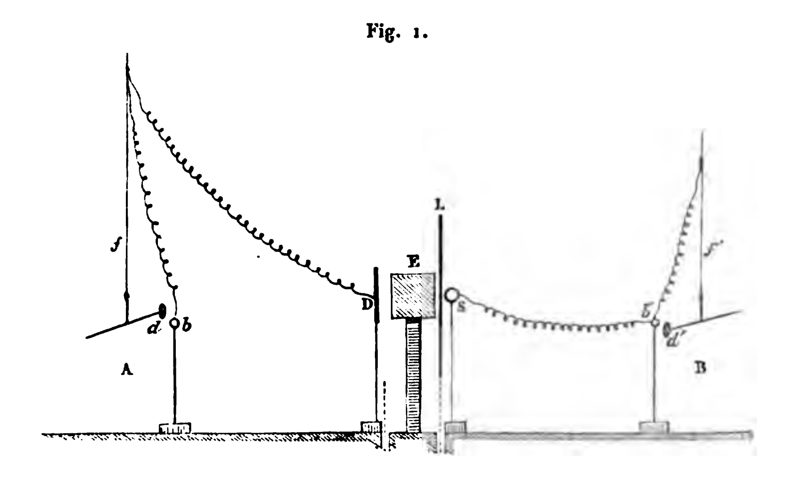
([4]) Eccher, *Nuovo Cimento*, 1871. — Pierucci, *Nuovo Cimento*, 1873. — Righi, *Nuovo Cimento*, t. IX, p. 141; 1873.

([5]) Rossetti, *Nuovo Cimento*, t. X; 1873.

lant; disparaît au même instant avec la force extérieure induisante; de sorte que l'on ne puisse pas expliquer ces résultats avec l'hypothèse d'un état électrique quelconque excité uniquement à la surface du corps isolant en vertu de l'état physique de ladite surface ou du milieu ambiant. C'est seulement avec des appareils de précision que l'on peut faire de telles expériences.

L'appareil dont je me suis servi est représenté dans la figure théorique ci- contre (*fig.* 1). Il se compose d'un électromètre A

Fig. 1.



formé d'une aiguille conductrice, suspendue horizontalement par un fil f d'argent très-fin, et long de 9 décimètres à peu près. L'aiguille se termine par un petit disque d, et elle porte un petit miroir. Un fil d'argent fait communiquer la boule fixe b de cette balance de torsion avec l'extrémité supérieure du fil de torsion; et un autre fil semblable, toujours très-fin, fait communiquer la même extrémité avec un disque conducteur D, isolé et placé loin de la balance A. L'isolateur, qui soutient cette balance avec son micromètre, est fixé à des barres de fer qui entrent profondément dans un mur très-solide, au fond d'une chambre assez spacieuse située au rez-de-chaussée. Toutes les précautions sont prises pour défendre la balance de l'agitation de l'air, et une lunette avec une règle divisée sert pour la mesure des déviations de l'aiguille. A la distance de 15 ou 20 centimètres du disque D est placée une sphère conductrice isolée S, que l'on peut charger avec une machine électrique.

On mesure la charge de la sphère avec une balance B, semblable à la balance A, mais dont le fil de torsion f' est gros et beaucoup plus court; et l'on mesure ses déviations snr un cadran ordinaire. Dans l'espace compris entre la sphère et le disque, il y a une très-grande lame métallique verticale L, qui est toujours en communication avec le sol. Cette lame défend le disque de toute induction sensible de la part de la sphère inductrice. Une très-grande caisse à vitrage renferme les balances, le disque et la sphère. La table sur laquelle sont placés l'appareil et la caisse est pourvue de deux grands tiroirs remplis de chaux et qui communiquent avec l'intérieur de la caisse.

1° On charge la sphère inductrice S; 2° on sépare la sphère et la balance B de la machine électrique, que l'on met à l'instant en communication avec le sol; 3° on note la déviation de la balance B; 4° on isole de la sphère la balance B que l'on met à l'instant, elle aussi, en communication avec le sol; 5° on abaisse rapidement la lame métallique, en la laissant glisser dans une rainure pratiquée sur la table de l'appareil, dessous cette table, loin de tout le reste de l'appareil; 6° après avoir lu la déviation impulsive de la balance A, due à l'induction exercée par la sphère sur le disque, on la met rapidement en communication avec le sol.

Quand la caisse a été fermée pendant un mois, à peu près, avec la chaux et avec quelques vases remplis d'acide sulfurique, l'isolement est si grand que l'on peut faire les opérations sans voir diminuer sensiblement la charge de la sphère, et toutes ces opérations s'accomplissent en une minute à peu près, à l'aide de leviers qui aboutissent au dehors de la caisse. Comme les extrémités des aiguilles des balances ne touchent jamais, dans les positions de repos, leurs boules fixes, et comme l'aiguille de la balance B porte un appendice isolant qui plonge dans l'huile, il n'y a jamais choc entre ces boules, et l'on peut lire rapidement la déviation fixe de la balance B et la déviation impulsive de la balance A. Une pointe métallique en communication avec le sol est placée à peu de distance du conducteur de la machine électrique, et elle sert à limiter la tension de la machine, selon la charge que l'on veut donner à la sphère. Cela permet de charger rapidement la sphère, sans aucune autre précaution et sans perte de temps. La graduation de la balance B se fait en réduisant avec le micromètre ses déviations à une autre déviation constante,

et cette graduation conduit immédiatement à celle de la balance A.

Entre le disque et la sphère on place, sans les toucher, un cube E de soufre, ou de verre, etc., soutenu par deux lames de verre verticales longues et minces. Plusieurs de ces cubes sont massifs et d'autres sont creux, et ces derniers sont percés d'un trou pour le desséchement de l'air intérieur. Tous ces cubes ont été renfermés dans la caisse pendant plusieurs mois, avant les expériences. Pour obtenir exactement les mêmes déviations de la balance A, correspondant aux mêmes charges de la sphère, dans le cas des mêmes cubes isolants, il faut que non-seulement l'isolement soit aussi parfait que nous l'avons dit, mais il faut encore ne pas maintenir pendant trop longtemps les appareils électrisés; et, avant de recommencer la série des opérations que nous avons décrites, il faut maintenir, pendant quinze minutes à peu près, tous les appareils en communication avec le sol. De telles communications doivent s'établir avec des soins particuliers. Ceci nous montre combien de causes d'erreur on peut rencontrer dans ce genre de recherches. Nous passons sous silence d'autres détails.

Voici les principaux résultats des expériences. L'interposition d'un cube isolant, entre la sphère inductrice et le disque, augmente toujours la charge induite sur ce dernier, et cette charge est, dans les mêmes cas, proportionnelle à la charge inductrice de la sphère. La charge induite dépend de la nature du corps isolant; mais elle ne change pas sensiblement en couvrant la surface de ce corps avec une couche très-mince d'un autre corps isolant de nature différente. Elle est considérablement augmentée par les cubes massifs, mais peu par des cubes creux à minces parois. Par exemple, l'interposition d'un cube de verre plein augmentait la charge induite presque du double de ce qu'elle était quand il n'y avait que l'air entre le disque et la sphère. Quand, dans le premier cas, on avait 18,40 pour la déviation de la balance A, la même balance donnait 10,00 seulement sans l'interposition du cube; mais si ce cube était creux, son interposition (avec la même charge de la sphère) produisait seulement une déviation de 12,00 à peu près, dans la balance A, au lieu de 18,40. Les résultats des expériences sont représentés non-seulement par des nombres suffisamment exacts et constants pour les mêmes cas, mais aussi par des différences assez grandes, entre ces nombres, dans les cas différents.

J'ai étudié la rapidité avec laquelle un corps isolant perd son action électrique induite, en plaçant la lame conductrice entre le disque et le cube. Par cette disposition, la sphère pouvait exercer pendant plusieurs minutes son action inductrice sur le cube. Cela fait, on mettait rapidement la sphère en communication avec le sol, au moment même où l'on abaissait la lame métallique interposée. On n'a jamais réussi à obtenir de cette manière la moindre déviation dans la balance A, mais il est vrai aussi qu'alors on ne pouvait pas apprécier un intervalle de temps plus petit que $\frac{1}{60}$ de seconde entre l'instant de l'électrisation de la sphère et l'instant où la lame conductrice laissait l'espace libre entre le cube et le disque. Dans le *Nuovo Cimento* de 1873, j'ai décrit d'autres expériences, faites en introduisant dans l'appareil des simplifications autorisées par les expériences précédentes, et en faisant usage d'un mécanisme spécial pour établir instantanément les communications avec le sol, et l'isolement de certaines parties de l'appareil. Par ces dernières expériences, j'ai établi que le temps employé par un cube de verre, de soufre ou de spermacéti, pour revenir sensiblement à l'état naturel, à partir de l'instant de la cessation de l'action extérieure, ne peut pas être plus grand que $\frac{1}{1000}$ de seconde. On sait que, dans les conditions décrites, la moindre trace d'électricité acquise par contact ou par action mécanique quelconque, dans un corps isolant, peut durer des jours entiers.

Comme toute force électrique est nécessairement due à la séparation des états électriques, et que les résultats obtenus impliquent nécessairement que cette séparation s'accomplisse dans toute la masse, mais qu'elle soit limitée à chaque molécule, il me paraît que l'on doit adopter la théorie de la polarisation moléculaire des corps isolants.

Je ne me suis pas occupé de la mesure des pouvoirs spécifiques; cette mesure a été le but d'un récent Mémoire de M. Rossetti. La méthode de ce dernier physicien est fondée sur des lois déjà établies par lui dans un autre Mémoire, relatives aux appareils à condensation et à l'application de la loi d'Ohm à ces mêmes appareils. Dans le cours de son travail, M. Rossetti démontre que, si l'on analyse avec sa théorie les expériences que j'ai faites, on arrive, pour les pouvoirs spécifiques des isolants, à des nombres sensiblement égaux à ceux qu'il a trouvés à l'aide de ses propres expériences, très-dif-

rentes de celles décrites ici; mais les nombres donnés par les divers physiciens diffèrent généralement beaucoup entre eux. Le pouvoir de l'air étant l'unité, pour le spermacéti, M. Siemens donne 0,78, Faraday 1,45, M. Rossetti 2,25. Suivant Matteucci, le spermacéti aurait un pouvoir beaucoup plus grand que celui du verre, tandis que M. Rossetti trouve 2,25 pour le spermacéti et 3,35 pour le verre. Pour Faraday et pour Matteucci, le pouvoir du soufre est sensiblement égal à celui du verre, tandis que M. Rossetti donne 1,78 pour le soufre, et 3,35 pour le verre. Belli donne 3,21 pour le soufre, et 7,83 pour le verre. La cause de ces différences ne nous semble pas devoir exister dans les différentes idées théoriques de ces physiciens, parce que, en dernière analyse, ils ont voulu mesurer la même constante, bien qu'ils lui aient donné des noms différents.

DÉMONSTRATION DES THÉORÈMES RELATIFS AUX ACTIONS ÉLECTRODYNAMIQUES;

PAR M. J. BERTRAND.

(FIN.)

La démonstration des théorèmes précédents n'emprunte à l'expérience qu'une seule proposition :

L'action d'un conducteur fermé est toujours normale à l'élément attiré.

Mais, pour aller plus loin et déterminer la forme de la fonction indéterminée $\varphi(r)$, qui figure encore dans nos formules, il faut recourir de nouveau à l'étude des faits. Une seule expérience suffira. Nous admettrons le théorème suivant :

THÉORÈME IX. — *Le système nommé par Ampère* solénoïde *et composé d'un nombre infini de courants fermés, infiniment petits, dont les plans sont distribués perpendiculairement à une même courbe et à distance égale les uns des autres, éprouve, de la part d'un courant fermé quelconque, des actions indépendantes de la forme du solénoïde et équivalant à un système de forces dépendant seulement de la position des extrémités.*

Ce théorème est le résultat de l'expérience; il équivaut à cet autre fait, plus facile à vérifier : *Un solénoïde fermé n'exerce aucune action sur un conducteur fermé et n'en éprouve aucune de sa part.*

Le potentiel, relatif à l'action d'un contour fermé sur un solénoïde composé d'éléments dont la surface est $d\omega$, est la somme des valeurs de l'expression

$$G\, d\omega \cos(N, G), \tag{19}$$

pour tous les éléments de surface $d\omega$ qui composent le solénoïde. Soit ds l'élément de la courbe normalement à laquelle sont distribués les courants de surface $d\omega$; on peut regarder le nombre des surfaces $d\omega$ correspondantes comme proportionnel à ds, et le potentiel est représenté par

$$k\, d\omega \int G\, ds \cos(N, G), \tag{20}$$

k désignant une constante. Mais G étant une force dont P, Q, R sont les composantes, et (N, G) l'angle de la direction de cette force avec la tangente à la courbe dont ds est l'élément, l'intégrale (20) peut être représentée par

$$k\, d\omega \int (P\, dx + Q\, dy + R\, dz),$$

et le théorème IX peut s'énoncer en disant :

L'expression

$$P\, dx + Q\, dy + R\, dz$$

est une différentielle exacte, quel que soit le contour fermé attirant auquel se rapportent les expressions P, Q, R.

Théorème X. — *La fonction* $\varphi(r)$, *qui figure dans l'expression de l'action exercée entre deux éléments de courant* (Théorème II), *est de la forme* $\frac{A}{r}$, A *désignant une constante.*

Reprenons les formules trouvées pour exprimer les fonctions P, Q, R (théorème V); on a, en posant $\frac{\varphi(r)}{2r^2} = \psi(r)$,

$$\left\{\begin{aligned} P &= \int \psi(r)[(y-y')\, dz - (z-z')\, dy], \\ Q &= \int \psi(r)[(z-z')\, dx - (x-x')\, dz], \\ R &= \int \psi(r)[(x-x')\, dy - (y-y')\, dx], \end{aligned}\right. \tag{10}$$

x', y', z' désignant les coordonnées de l'élément attiré ; la somme

$$P\,dx' + Q\,dy' + R\,dz',$$

d'après le théorème IX, doit être une différentielle exacte ; on a par conséquent

$$\frac{dP}{dy'} = \frac{dQ}{dx'}.$$

En substituant dans cette équation à P et à Q leurs valeurs (10), on a

$$\begin{aligned} 0 = \int dz \left\{ \frac{\psi'(r)}{r} [(y-y')^2 + (x-x')^2] + 2\psi(r) \right\} \\ - \int dy \frac{\psi'(r)}{r}(y-y')(z-z') - \int dx \frac{\psi'(r)}{r}(x-x')(z-z'). \end{aligned}$$

Pour que cette intégrale soit nulle toutes les fois que la sommation se rapporte aux projections dx, dy, dz des éléments d'une courbe fermée, il faut que l'expression intégrée soit une différentielle exacte, et, pour cela, que la dérivée par rapport à x du coefficient de dz soit égale à la dérivée par rapport à z du coefficient de dx. En écrivant qu'il en est ainsi, et supprimant les termes et les facteurs communs, on trouve

$$\psi''(r) + \frac{4\psi'(r)}{r} = 0,$$

d'où l'on déduit

$$\psi(r) = \frac{A}{r^3} + B,$$

et, par conséquent,

$$\varphi(r) = \frac{2A}{r} + 2Br^2,$$

et, comme $\varphi(r)$ est nul quand r devient infini, B est nécessairement égal à zéro, et l'on a

$$\varphi(r) = \frac{2A}{r}.$$

L'attraction $ii'\,ds\,ds'\,T$ de deux éléments est, par conséquent,

$$2A\,ii'\,ds\,ds'\left(\frac{1}{r}\frac{d^2r}{ds\,ds'} - \frac{1}{2r^2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right) = \frac{4A\,ii'}{\sqrt{r}}\frac{d^2\sqrt{r}}{ds\,ds'}\,ds\,ds'.$$

Théorème XI. — *L'intégrale*

$$V = \int (P\,dx' + Q\,dy' + R\,dz'),$$

dont l'existence est démontrée par le théorème IX, représente l'angle sous lequel le contour attirant est vu du point dont les coordonnées sont x', y', z', c'est-à-dire la portion de sphère de rayon unité décrite du point (x', y', z') comme centre et interceptée dans le cône dont ce point est le sommet et la base le contour attirant.

Si nous remplaçons P, Q, R par leurs valeurs (10), en substituant, en outre, à la fonction $\varphi(r)$ sa valeur $\frac{2A}{r}$, on aura

$$(21)\qquad \left\{\begin{aligned} V = {} & A\int dx' \int \frac{(y-y')\,dz - (z-z')\,dy}{r^3} \\ & + A\int dy' \int \frac{(z-z')\,dx - (x-x')\,dz}{r^3} \\ & + A\int dz' \int \frac{(x-x')\,dy - (y-y')\,dx}{r^3}. \end{aligned}\right.$$

Les intégrales qui multiplient dx', dy', dz' étant prises pour le contour fermé que nous nommons *contour attirant* et dont l'élément a pour projection dx, dy, dz, l'expressions (21), on le vérifie aisément, équivaut aux trois intégrales égales

$$(22)\qquad \left\{\begin{aligned} V & = A\int \frac{(z-z'[(x-x')\,dy - (y-y')\,dx]}{[(x-x')^2 + (y-y')^2]\,r} \\ & = A\int \frac{(x-x')[(y-y')\,dz - (z-z')\,dy]}{[(y-y')^2 + (z-z')^2]\,r} \\ & = A\int \frac{(y-y')[(z-z')\,dx - (x-x')\,dz]}{[z-z')^2 + (x-x')^2]\,r}. \end{aligned}\right.$$

En prenant la dérivée de la première de ces intégrales par rapport à z', celle de la seconde par rapport à x', celle de la troisième par rapport à y', on obtient les expressions de P, Q, R, qui, dans le second membre de l'équation (21), multiplient dx', dy', dz'.

Pour démontrer que ces trois intégrales sont égales entre elles et représentent par conséquent la fonction V, dont les dérivées partielles sont P, Q, R, il suffit de montrer que l'une d'elles est

l'expression de l'angle sous lequel le courant attirant est vu du point (x', y', z'); d'après la symétrie des formules, la conclusion s'appliquera aux deux autres.

Or, en plaçant l'origine des coordonnées au point (x', y', z'), et prenant les coordonnées polaires habituelles r, θ, ψ, on a

$$(x - x')\,dy - (y - y')\,dx = r^2 \sin^2\theta\, d\psi,$$
$$z - z' = r\cos\theta,$$
$$(x - x')^2 + (y - y')^2 = r^2 \sin^2\theta,$$

et l'intégrale devient

$$\int \cos\theta\, d\psi.$$

Étendue à un contour fermé, elle équivaut à l'intégrale double

$$\int\int \sin\theta\, d\theta\, d\psi,$$

prise dans l'intérieur du cône ayant l'origine pour sommet et le contour pour base, et qui représente évidemment l'*angle* de ce cône, c'est-à-dire la surface interceptée par lui sur une sphère de rayon égal à l'unité ayant son sommet pour centre.

Théorème XII. — *Lorsque le circuit attiré et le circuit attirant sont l'un et l'autre des circuits plans infiniment petits, de surfaces* ω *et* ω' *et d'intensités* i *et* i', *on peut représenter leur action en substituant à* ω *deux masses fictives* μ, $-\mu$, *placées de part et d'autre sur la normale à* ω, *à une distance infiniment petite* ε, *telle que l'on ait* $\mu\varepsilon = \omega i$, *et à* ω' *deux masses* μ' *et* $-\mu'$ *définies de la même manière; les actions du système de masses* μ, $-\mu$ *sur le système* μ', $-\mu'$, *en supposant les actions attractives élémentaires proportionnelles aux masses et en raison inverse du carré de la distance, pourront remplacer l'action du courant* ω *sur le courant* ω'.

Soit V l'angle sous lequel la surface ω est vue d'un point de ω', et G la force dont les composantes sont les dérivées de V : le potentiel de l'action de ω sur ω' est représenté par $G\, d\omega' \cos(N', G)$; c'est la composante de la force G suivant la normale N' à l'élément $d\omega'$, égale par conséquent à $\omega' \dfrac{dV}{dn'}$.

L'angle V, d'ailleurs, est représenté par

$$V = \frac{\omega \cos i}{r^2},$$

en nommant r la distance $\omega\omega'$ et i l'angle de cette droite r avec la normale à ω; on a évidemment

$$V = \frac{\omega \cos i}{r^2} = \omega \frac{d\frac{1}{r}}{dn},$$

dn désignant l'élément infiniment petit de la normale à ω, et, par conséquent,

$$\omega' \frac{dV}{dn'} = \omega\omega' \frac{d^2\frac{1}{r}}{dn\, dn'}.$$

Or, en considérant les molécules attirantes μ, $-\mu$, μ', $-\mu'$, définies dans l'énoncé, le potentiel de μ sur μ' est $\frac{\mu\mu'}{r}$, le potentiel de μ et $-\mu$ réunis, sur μ', est

$$\mu\mu' \frac{d\frac{1}{r}}{dn} \varepsilon,$$

et le potentiel sur μ' et $-\mu'$ réunis est évidemment

$$\mu\mu' \varepsilon\varepsilon' \frac{d^2\frac{1}{r}}{dn\, dn'} = ii'\omega\omega' \frac{d^2\frac{1}{r}}{dn\, dn'}.$$

On peut énoncer le théorème précédent en disant que l'action de deux courants infiniment petits l'un sur l'autre peut être remplacée par celle de deux molécules magnétiques dirigées normalement au plan de chaque courant et dont le moment est proportionnel au produit de la surface entourée par le courant par son intensité.

Théorème XIII. — *L'action de deux courants fermés l'un sur l'autre, quelles que soient leurs dimensions, peut être remplacée par celle de deux surfaces magnétiques définies de la manière suivante : concevons pour chaque courant une surface de forme arbitraire à laquelle il sert de contour et décomposons cette surface en*

éléments infiniment petits supposés entourés chacun d'un courant de même intensité; remplaçons chaque élément par la molécule magnétique définie dans la démonstration du théorème précédent : l'action des deux courants pourra être remplacée par celle de ces systèmes de molécules.

Il est évident, en effet, qu'un courant fermé quelconque étant considéré comme le contour d'une surface, et cette surface décomposée d'une manière arbitraire en un nombre quelconque de portions finies ou infiniment petites, on peut remplacer le courant considéré par un système de courants dirigés dans le même sens autour des contours de chaque surface partielle. Chacune des lignes de séparation se trouve ainsi parcourue, en effet, par deux courants contraires dont les effets se détruisent, et l'effet total est dû seulement à l'action du courant primitif.

D'après cette remarque, les deux courants fermés peuvent être remplacés par deux systèmes de courants infiniment petits fermés, et chacun de ceux-ci, d'après le théorème précédent, par une molécule magnétique.

THÉORÈME XIV. — *Le potentiel relatif à l'action de deux circuits fermés l'un sur l'autre, dont l'expression a été donnée théorème VIII, peut s'exprimer également par une intégrale double*

$$\frac{1}{2}\int\int \frac{\cos\theta \cos\theta'}{r}\, ds\, ds' \tag{23}$$

étendue à tous les éléments ds, ds' des deux courants, et dans laquelle θ, θ' et r ont la même signification que dans le théorème II.

Reprenons la formule

$$ii'\, ds\, ds'\, \mathrm{T} = ii'\, ds\, ds' \left(\frac{1}{r}\frac{d^2 r}{ds\, ds'} - \frac{1}{2r^2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right).$$

Si les deux éléments ds et ds' se déplacent, leur distance devient $r + \delta r$; le travail de leur action mutuelle est

$$ii'\, ds\, ds'\, \mathrm{T}\, \delta r = ii'\, ds\, ds'\, \delta r \left(\frac{1}{r}\frac{d^2 r}{ds\, ds'} - \frac{1}{2r^2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right),$$

et le travail total, dû à l'action mutuelle des deux courants fermés

qui se déplacent infiniment peu, est exprimé par l'intégrale double

$$ii'\int\int \delta r\left(\frac{1}{r}\frac{d^2 r}{ds\,ds'} - \frac{1}{2r^2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\right)ds\,ds'.$$

On peut l'écrire de la manière suivante :

$$\frac{1}{2}ii'\int\int \delta r\frac{d}{ds}\left(\frac{1}{r}\frac{dr}{ds'}\right)ds\,ds' + \frac{1}{2}ii'\int\int \delta r\frac{d}{ds'}\left(\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\right)ds\,ds'$$
$$+ \frac{1}{2}ii'\int\int \frac{\delta r}{r^2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}ds\,ds'.$$

En intégrant par parties les deux premiers termes et remarquant que les termes intégrés sont nuls, puisque les contours sont fermés, cette expression devient

$$-\frac{1}{2}ii'\int\int \frac{1}{r}\frac{dr}{ds'}\frac{d}{ds}(\delta r)ds\,ds' - \frac{1}{2}ii'\int\int \frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{d}{ds'}(\delta r)ds\,ds'$$
$$-\frac{1}{2}ii'\,\delta\int\int \frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}ds\,ds',$$

c'est-à-dire, en remarquant que $\frac{d}{ds}\delta r = \delta\frac{dr}{ds}$, $\frac{d}{ds'}\delta r = \delta\frac{dr}{ds'}$,

$$-\frac{1}{2}ii'\,\delta\int\int \frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}ds\,ds',$$

ou enfin

$$\frac{1}{2}\delta.\,ii'\int\int \frac{\cos\theta\cos\theta'}{r}ds\,ds'.$$

Le travail élémentaire est donc égal à la variation de l'intégrale (23), qui, par conséquent, représente le potentiel.

Nous terminerons cette étude par la solution d'un problème qui paraît indispensable pour rectifier un énoncé donné par Ampère au début de ses travaux et reproduit depuis dans tous les Traités et dans tous les Cours de Physique, quoiqu'il se trouve en contradiction évidente avec la théorie adoptée.

Problème. — *Un élément de courant ds étant donné, trouver la position que doit occuper un élément ds' pour n'exercer sur lui aucune action?*

En donnant aux lettres θ, θ' et ε la même signification que dans les formules démontrées (théorème II), l'équation qui exprime la

condition demandée est

$$\tfrac{3}{2}\cos\theta\cos\theta' = \cos\varepsilon.$$

Supposons l'élément attiré ds placé à l'origine des coordonnées et dirigé suivant l'axe des X; x', y', z' étant les coordonnées de ds', on a

$$\cos\theta = \frac{x'}{r},$$

$$\cos\theta' = \frac{dr}{ds'},$$

$$\cos\varepsilon = \frac{dx'}{ds'},$$

et l'équation devient

$$\frac{3x'}{r}\frac{dr}{ds'} = 2\frac{dx'}{ds'},$$

dont l'intégrale est

(24) $$x'^2 = A r^3,$$

équation d'une surface de révolution, dont l'axe est l'axe des X, et dont la courbe méridienne est aisée à construire. Quelles que soient la forme et la position d'un courant enroulé sur une telle surface, l'action exercée sur l'élément ds placé à son sommet sera nulle. La présence de la constante arbitraire A dans l'équation (24) permet de faire passer la surface par un point quelconque de l'espace, et, par conséquent, il existe en chaque point une infinité de directions dans lesquelles on peut placer un élément ds' de manière à annuler son action sur un élément ds. Ces directions sont dans un même plan, le plan tangent à la surface (20); l'action sera maxima pour un élément normal à cette surface, et pour un élément quelconque elle est proportionnelle; on s'en assure aisément, au cosinus de l'angle formé avec cette normale.

On voit combien on serait induit en erreur par la règle qui indique comme attractives les actions exercées entre deux éléments qui marchent tous deux vers le sommet de l'angle formé par leur direction, et comme répulsive l'action exercée par l'élément d'un courant qui marche vers ce sommet sur celle d'un courant qui s'en éloigne. Une telle action peut être nulle, attractive ou répulsive dans les deux cas.

NOTE SUR LES SPECTRES D'ABSORPTION DU POTASSIUM ET DU SODIUM A DE BASSES TEMPÉRATURES;

Par MM. H.-E. Roscoe et Arthur Schuster (¹).

(Traduit par M. Bertholomey.)

Afin d'obtenir le spectre d'absorption fourni par la vapeur verte bien connue du potassium, on fixait des fragments secs et bien nets de ce métal dans des tubes de verre remplis d'hydrogène, et l'on plaçait l'un de ces tubes en face de la fente d'un spectroscope de Steinheil muni de deux prismes dont les angles réfringents étaient de 45 degrés et de 60 degrés. Le pouvoir amplifiant de la lunette était 40, et suffisait pour séparer très-nettement les lignes D avec un seul prisme. On employait un spectre continu fourni par une lumière Drummond, et la partie du tube contenant le globule brillant de potassium était chauffée doucement jusqu'à ce que la vapeur verte apparût. On voyait alors un spectre d'absorption compliqué, une série de bandes dans le rouge se montrant d'abord, tandis qu'après quelques instants deux autres groupes apparaissaient de chaque côté des lignes D, le groupe β (moins réfrangible) n'étant pas aussi sombre que le groupe γ. Ces bandes sont toutes ombrées en dehors du côté du rouge et, par leur aspect général, ressemblent à celles du spectre de l'iode. Afin de nous assurer que ces bandes n'étaient pas dues à la présence de quelque oxyde, nous préparâmes des tubes en fondant plusieurs fois le métal dans l'hydrogène à des jours successifs, jusqu'à ce que nous ne remarquions plus aucun changement dans l'éclat du globule.... Une analyse du potassium employé nous montra qu'il ne renfermait pas plus de 0,008 de sodium, bien que la double ligne D fût toujours clairement vue.

Afin de nous assurer si quelque altération se produisait dans le spectre d'absorption du métal à la chaleur rouge, des fragments de potassium furent placés dans un tube de fer chauffé au rouge, à travers lequel passait un courant rapide d'hydrogène pur, les extrémités du tube étant fermées par des plaques de verre. Nous aperçûmes parfaitement la magnifique couleur verte de la vapeur, en

(¹) *Proceedings of the royal Society*, t. XXII, p. 362; 1874.

regardant à travers ce tube la lumière Drummond placée à l'autre extrémité. Par suite, sans doute, de la plus grande épaisseur et de la plus haute pression de la vapeur, les bandes vues par la méthode précédente ne purent pas être résolues à l'aide du petit spectroscope employé, la totalité du rouge étant absorbée, tandis qu'une large bande d'absorption se voyait dans le jaune verdâtre, occupant la place du groupe γ.

Les positions des bandes obtenues par la première méthode furent mesurées au moyen de la lunette et d'une échelle éloignée, et les longueurs d'onde furent obtenues par une courbe d'interpolation, dans laquelle les lignes d'air bien connues étaient prises comme repères. Les nombres suivants donnent les longueurs d'onde du bord le plus distinct, c'est-à-dire le plus réfrangible de chaque bande. Comme les mesures ont été prises rapidement, à cause du rapide obscurcissement du tube par l'action de la vapeur métallique, ces nombres ne prétendent pas à une grande exactitude, mais représentent assez bien les positions relatives des bandes et montrent qu'elles n'appartiennent pas toujours à des intervalles réguliers.

Bandes du potassium ombrées vers le rouge.

(Longueurs d'onde en dix-millionièmes de mètre.)

	6844		6459		6311		5949		5763
	6762		6430	α	6300	β	5930		5745
	6710		6400		6275		5901		5732
	6666		6379		6059		5860		5712
α	6615	α	6357		6033		5842	γ	5700
	6572		6350	β	6012	γ	5821		5690
	6534		6331		5988		5802		5674
	6494		6322		5964		5781		5667

Les lignes brillantes du potassium et du sodium dans le rouge et dans le violet n'étaient pas vues interverties, la faible intensité de la lumière Drummond aux deux extrémités ne rendant pas l'observation possible.

Afin de nous assurer si la vapeur du sodium, qui, vue en couches minces, paraît presque incolore, présente des bandes d'absorption semblables, nous préparâmes des tubes contenant du sodium pur,

et nous observâmes le spectre d'absorption de la manière déjà décrite. Aussitôt que le métal entra en ébullition, une série de bandes apparurent dans le bleu (Na γ), et bientôt après se montrèrent des bandes dans le rouge et le jaune (Na α), s'étendant jusqu'aux lignes D. A cette période de l'expérience, les lignes D s'élargissent, couvrant ainsi une série de bandes fixes qui apparaissaient dans l'orangé (Na β), et dont quelques-unes, par conséquent, ne purent pas être relevées. Toutes les bandes du spectre du sodium étaient ombrées en dehors du côté du rouge, comme celles du potassium.

Quand on examine la vapeur du sodium dans un tube de fer chauffé au rouge, la lumière Drummond, vue à travers cette vapeur, paraît d'un bleu sombre; si l'on chasse cette vapeur à l'aide d'un courant d'hydrogène, la couleur devient plus claire et les rayons peuvent être analysés au spectroscope.

D'abord tout le rouge et le vert et une partie du bleu sont enlevés; les lignes D s'élargissent considérablement et l'on voit une bande d'absorption dans le vert, coïncidant visiblement avec la double ligne du sodium, et qui est presque aussi forte que les lignes D elles-mêmes. C'est pourquoi toutes les couleurs semblent exclues, excepté une partie de l'orangé, une partie du vert et l'ultra-bleu. Quand la vapeur du sodium devient moins dense, elle transmet plus de lumière et l'on voit les bandes d'absorption déjà observées par l'autre méthode. La vapeur présente alors une légère teinte vert bleuâtre, mais elle est presque incolore.

Les nombres suivants donnent les longueurs d'onde du bord le plus réfrangible des bandes d'absorption du sodium en dix-millioniemes de mètre.

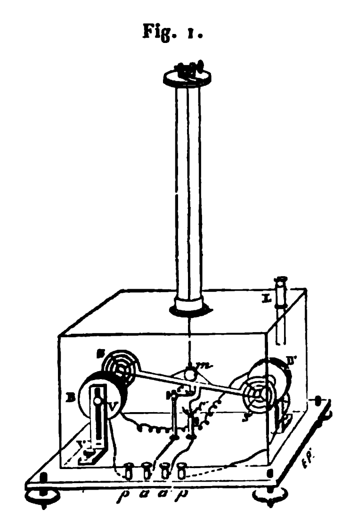
α	α	β	β	γ	γ
6668	6361	6105	5999		4964
6616	6272	6092		5150	4927
6552	6235	6071		5129	4889
6499	6192	6051		5082	4863
6450	6162	6035		5038	4832
6405	6149	6016		5002	4810

SUR LA BALANCE DE TORSION ÉLECTRODYNAMIQUE;

PAR M. A. LALLEMAND.

J'ai décrit, il y a vingt-quatre ans [1], sous le nom de *balance de torsion électrodynamique*, un instrument susceptible d'une grande sensibilité, et destiné à manifester l'action mutuelle, attractive ou répulsive, des courants très-faibles, et en particulier des courants d'induction; en même temps j'ai donné les résultats de quelques expériences et obtenu des mesures qui permettaient d'apprécier le degré de précision que l'appareil comporte. Depuis cette époque, j'ai eu occasion de le mettre de nouveau à l'épreuve, et d'y apporter quelques modifications que je crois utile de faire connaitre, d'autant plus que M. Frédérick Guthrie, qui ignorait sans doute une publication déjà ancienne, vient de décrire dans le numéro d'octobre du *Philosophical Magazine*, sous le nom de *galvanomètre absolu*, un instrument identique au mien. La balance, telle que je

Fig. 1.



la dispose aujourd'hui, se compose (*fig.* 1) d'un levier horizontal mobile, terminé par deux spirales plates verticales S, S′. Ces spi-

(1) Voyez *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXII et XXXII.

rales sont formées avec un fil d'aluminium de $0^{mm},8$ de diamètre et 12 mètres de longueur; leurs centres sont distants de 60 centimètres; chaque spirale est composée de dix-huit tours de spire, la spire intérieure a 4 centimètres de diamètre, et la spire extérieure 12 centimètres. Le fil est d'ailleurs enroulé dans le même sens aux deux extrémités du levier, et terminé par deux pointes verticales en platine suivant le prolongement du fil de suspension. Ces deux extrémités du fil plongent dans deux petites cuvettes C et C′ en fer ou en platine, remplies de mercure, et communiquent métalliquement par l'intermédiaire de leurs supports avec deux bornes extérieures *a* et *a′*; une baguette en bois de sapin maintient les fils de communication et sert de support aux spirales, dont les replis sont tenus à distance par de petites traverses rayonnantes. Ce système très-léger, dont le poids ne dépasse pas 20 grammes, est en outre parfaitement astatique; l'action directrice de la Terre ne peut s'exercer que sur la partie recourbée du fil qui plonge dans la cuvette *c′*, et cette action est tout à fait négligeable.

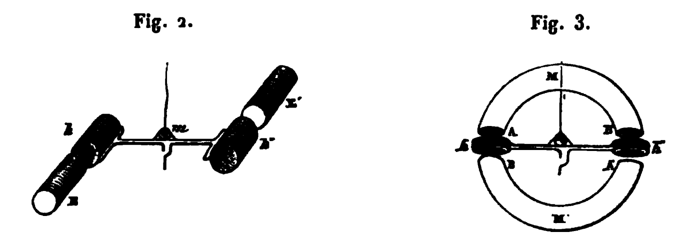
En regard des spirales mobiles sont disposées, de côtés différents, deux bobines B et B′, de même diamètre que les spirales et très-courtes; un même fil de cuivre recouvert de soie s'enroule dans le même sens sur chacune d'elles, et ses deux extrémités aboutissent aux deux bornes *p* et *p′*. Les deux bobines, soutenues par de petites potences en bois, peuvent être fixées par des vis de pression V et V′ à la hauteur et à la distance convenables, en reliant par une tige de cuivre l'une des bornes *a*, *a′* avec *p* ou *p′*, tandis que les deux autres communiquent avec les pôles d'une pile; les bobines fixes et les spirales mobiles sont alors traversées par le même courant, et agissent par répulsion les unes sur les autres. La torsion du fil de suspension ramène le levier à la position de départ : pour régler cette position, on peut se servir d'un petit miroir en verre argenté *m*, sur lequel on vise à distance avec la lunette de la boussole de Weber; mais on obtient autant de précision, et il est plus commode de terminer le levier par un fil de verre très-effilé, qu'on vise avec la lunette à réticule L fixée à la cage de la balance, ce qui permet à un seul observateur de régler la torsion du fil, en même temps qu'il détermine à la lunette la position du levier. En opérant ainsi, on vérifie d'une manière très-précise que la racine carrée de l'angle de torsion est proportionnelle à l'intensité du courant me-

surée par un galvanomètre ; lorsque le courant sur lequel on opère est très-faible, il vaut mieux le faire circuler exclusivement dans le levier mobile, tandis qu'on fait passer par les hélices fixes le courant d'une forte pile.

Le grand avantage de cet instrument, qui ne peut alors être remplacé par aucun autre, c'est de manifester les courants d'induction d'ordre supérieur. Il est facile d'isoler les courants d'induction de premier ordre, avec un système de deux roues à bandes de bois et de métal, montées sur le même axe, l'une intercalée dans le circuit inducteur et l'autre dans le circuit induit ; mais cela n'est déjà plus possible pour les courants du deuxième ordre, qui sont formés de deux courants contraires d'égale quantité, et, à plus forte raison, pour un courant du $n^{ième}$ ordre qui se compose de 2^{n-1} courants alternativement contraires. Lorsqu'à l'aide d'un certain nombre de bobines à deux fils on produit un courant d'induction d'ordre élevé, ce courant ne produit aucun effet chimique ; il n'agit pas sur les galvanomètres les plus délicats, et ne donne même pas d'aimantation appréciable à une aiguille d'acier. Une succession de semblables courants lancés dans la balance de torsion de manière à agir par répulsion sur eux-mêmes détermine une déviation très-forte, visible pour tout un auditoire. J'ai pu obtenir de la sorte des répulsions énergiques avec des courants du huitième ordre.

Pour donner à la balance de torsion le maximum de sensibilité et la rendre sous certains rapports supérieure aux galvanomètres à deux aiguilles, dont la sensibilité est essentiellement variable, j'ai essayé la modification indiquée (*fig.* 2). Les spirales plates sont rem-

Fig. 2. Fig. 3.



placées par deux solénoïdes larges et courts h, h', en regard desquels on place deux électro-aimants E, E', dont le diamètre est un peu inférieur à celui des solénoïdes, de manière à les faire pénétrer partiellement dans l'intérieur des hélices ; les électro-aimants recevant

le courant d'une pile énergique, tandis qu'on lance dans les solénoïdes mobiles un faible courant thermo-électrique, on obtient une répulsion très-appréciable. Je n'ai encore réalisé cette disposition qu'avec des hélices en fil de cuivre d'un poids trop considérable. Cependant, d'après les effets obtenus, je crois que cette disposition sera plus avantageuse; une combinaison à laquelle je donne la préférence, mais que j'ai essayée dans des conditions plus imparfaites encore, est celle indiquée (*fig*. 3). Les hélices h et h' sont très-courtes et formées de deux ou trois couches de spires superposées ; en regard, je place deux aimants circulaires AMB, A′M′B′, de telle sorte que, les pôles A et A′ agissant par attraction, B et B′ exercent une répulsion. Les aimants ainsi disposés ne gênent pas le mouvement des hélices mobiles; et, si l'on ne veut pas les ramener à une position fixe par la torsion du fil de suspension, on observe aisément la déviation impulsive. Enfin les aimants offrent sur les électro-aimants la supériorité d'une action constante : ceux-ci se chargent souvent d'une trace d'électricité statique, qui, en agissant sur le levier mobile, nuit à la sensibilité.

DE L'EXPÉRIENCE CONNUE SOUS LE NOM D'EXPÉRIENCE DES DEUX BANDES DE NEWTON;

PAR M. BOUDRÉAUX.

Le défaut de netteté que présente l'expérience de dispersion, connue sous le nom d'*expérience des deux bandes de Newton*, disparait si l'on opère avec les rayons du spectre solaire. Supposons qu'on veuille vérifier l'inégale réfrangibilité des rayons rouges et bleus. On commence par se procurer deux spectres horizontaux et très-purs, tels que le rouge de l'un soit situé exactement au-dessous du bleu de l'autre; puis, au moyen d'un écran portant deux fentes situées sur la même verticale, on intercepte à la fois ces deux spectres en ne laissant passer que les rayons bleus de l'un et les rayons rouges de l'autre. Si alors ces faisceaux viennent à traverser un même prisme, on observe facilement leur inégale déviation.

Il s'agit donc, tout d'abord, de se procurer les deux spectres en question. Pour cela nous remarquerons qu'une seule et même len-

tille peut par ses deux moitiés être considérée comme pouvant remplacer deux lentilles identiques. Par suite, si l'on prend comme source de lumière celle qui est envoyée par une fente étroite verticale traversée par les rayons parallèles du Soleil, et si l'on place sur leur trajet une lentille achromatique, on obtiendra facilement une image nette de la fente sur un écran placé au foyer conjugué de la fente. Interposons maintenant entre la fente et la lentille, et tout près de cette dernière, deux prismes dont les arêtes sont disposées verticalement, l'un servant de support à l'autre (il est bon de les séparer par un morceau de carton); puis élevons ou abaissons simultanément ces prismes, de façon que chacun d'eux reçoive la moitié du faisceau incident : ce dernier sera dévié de sa direction première et ne tombera plus sur la lentille. On déplace alors celle-ci jusqu'à ce que le faisceau la traverse de nouveau, tout en la maintenant à la même distance de la fente. On voit alors chacune des moitiés de la lentille éclairée par un petit spectre qui deviendra très-pur sur un écran placé dans la nouvelle direction des rayons déviés et à la même distance de la lentille que celui qui recevait au commencement de l'expérience l'image de la fente. On continuera alors à disposer l'expérience en interposant l'écran aux deux fentes et le prisme, comme il a été dit tout d'abord.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber das elektrochemische équivalent des Silbers (Sur l'équivalent électrochimique de l'argent); *Annales de Poggendorff*, CXLIX, p. 170, 1873.

L'intensité absolue d'un courant étant déterminée par une boussole des tangentes et des observations d'intensité horizontale du magnétisme terrestre, on a pesé l'argent déposé d'une dissolution à 15 pour 100 de nitrate d'argent et trouvé, pour le rapport du poids (en milligrammes) à l'intensité, les nombres 0,11362, 0,11365, 0,11363.

En adoptant 107,93 comme équivalent de l'argent, on arrive à $0^{mm},009476$ pour le poids de l'eau décomposée par le courant d'intensité 1 en une seconde. Examinant ensuite les nombres trouvés antérieurement, et discutant les valeurs des intensités magnétiques

admises par les divers auteurs, M. Kohlrausch ratifie comme suit la liste donnée par M. Terquem (t. I de ce Journal) :

Weber.................	0,009396
Carhlmann..............	0,009391
Bunsen.................	0,009624
Kohlrausch..	0,009476

Il résulte clairement de ces chiffres que l'incertitude qui règne encore sur le nombre véritable vient des erreurs inévitables sur l'intensité du magnétisme terrestre, et montre la nécessité de les contrôler, comme l'a fait M. Cazin, par d'autres procédés.

A. Potier.

LUNDQUIST. — Sur la réflexion de la lumière à la surface des corps isotropes. (Présenté à la Société Royale des Sciences d'Upsal le 6 décembre 1873.)

Le problème de la réflexion de la lumière a été déjà l'objet d'un grand nombre de travaux, tant au point de vue théorique qu'au point de vue expérimental; c'est dire que la question présente de grandes difficultés et n'a pas encore été résolue d'une façon entièrement satisfaisante. Le Mémoire de M. Lundquist renferme d'abord un historique étendu et très-savant des différentes tentatives de théorie proposées successivement, et un résumé des résultats fournis par l'observation. Il y aurait bien certaines réserves à faire à propos de quelques opinions émises par M. Lundquist sur la théorie, mais il faudrait, pour cela, entrer dans des détails que ne comportent pas les limites d'une analyse; néanmoins cette première partie du Mémoire présente un grand intérêt, et sera lue avec profit.

On sait que la théorie de Fresnel rend compte d'une manière à peu près complète du phénomène de la réflexion à la surface des corps transparents et isotropes; mais, sans insister sur l'insuffisance de certains raisonnements, on pourrait prévoir, par l'examen des phénomènes, qu'il doit rester dans la théorie quelques points douteux. Si la lumière incidente est polarisée autrement que dans l'un des azimuts principaux, c'est-à-dire dans un plan qui ne soit ni le plan d'incidence, ni un plan perpendiculaire, la lumière réfléchie est, pour les rayons voisins de la normale, polarisée dans un plan symétrique du plan primitif par rapport au plan d'incidence. Les

rayons s'écartant de plus en plus de la normale, le plan de polarisation des rayons réfléchis se rapproche du plan d'incidence jusqu'à l'incidence de polarisation complète et s'en écarte ensuite de l'autre côté, de manière à se confondre avec le plan primitif pour la lumière rasante. A ce point de vue, le phénomène est continu, mais la discontinuité se manifeste si l'on considère la différence de phase des rayons polarisés dans les deux directions principales : l'azimut zéro et l'azimut 90 degrés. Il résulte, en effet, de cette rotation continue du plan de polarisation, que la différence de phase des rayons polarisés dans les deux azimuts principaux est d'abord nulle jusqu'à l'angle de polarisation, et devient ensuite égale à une demi-circonférence jusqu'à l'incidence rasante. Cette variation brusque de la différence de phase ne paraît pas conforme aux lois de continuité des phénomènes naturels. M. Jamin a montré, en effet, que la polarisation par réflexion n'est jamais absolue, et que la différence de phase varie, en réalité, d'une manière continue, quoique très-rapide pour certaines incidences, depuis zéro jusqu'à π; et il a appelé *incidence principale* celle qui correspond à une différence de phase égale à $\frac{\pi}{2}$, la réflexion étant positive ou négative, suivant que le retard porte sur l'un ou l'autre des rayons principaux. Ces résultats de M. Jamin sont d'ailleurs entièrement conformes à ceux que donne la théorie de Cauchy.

La réflexion métallique diffère de la réflexion sur les corps transparents par deux caractères : l'intensité des rayons réfléchis pour la lumière polarisée perpendiculairement au plan d'incidence n'est jamais très-faible, et la différence de phase se manifeste dès que l'on quitte l'incidence normale pour varier d'une manière lente jusqu'à l'incidence rasante, où elle est encore d'une demi-circonférence. Ici la théorie n'a encore atteint la même perfection que pour les corps transparents ; mais, par des considérations que nous ne pouvons développer, Cauchy a été conduit à attribuer aux métaux un indice de réfraction variable avec l'incidence, cet indice, pour l'incidence principale, étant d'ailleurs un peu plus petit que celui que donnerait la loi de Brewster. M. Jamin a vérifié aussi que la théorie de Cauchy pour la réflexion métallique rend un compte suffisant des phénomènes ; il a constaté, en outre, ce que ne faisait pas prévoir la théorie, que l'incidence principale va en décroissant

du rouge au violet, c'est-à-dire que l'indice de réfraction irait en décroissant du rouge au violet, et que les métaux posséderaient une dispersion anormale.

Enfin certains corps, en particulier ceux qui présentent le phénomène de la coloration superficielle, se comportent comme les corps transparents pour certaines couleurs et, pour d'autres, comme s'ils étaient métalliques. Cette propriété a été constatée, par exemple, sur le fer oligiste et l'indigo par M. Van der Willigen : l'incidence principale pour les couleurs à faible réflexion augmente quand la longueur d'onde diminue; mais cette incidence augmente avec la longueur d'onde pour les couleurs vis-à-vis desquelles ces substances présentent un grand pouvoir réflecteur. M. Lundquist s'est proposé d'étudier à ce point de vue les couleurs d'aniline, dont il a été tant question dans ces dernières années, depuis que M. Christiansen a annoncé leur dispersion anormale.

Pour obtenir une surface parfaitement polie avec ces substances cristallines, M. Lundquist les dépose par couches successives sur la face hypoténuse d'un prisme de crown rectangle et isoscèle. Il a surtout opéré sur la fuchsine, en déposant sur le prisme une solution concentrée d'acétate de rosaniline, mélangée d'une certaine quantité d'arsénite de même base pour empêcher la cristallisation. Le dépôt était abandonné quelque temps à lui-même, puis recouvert d'un vernis.

Le rapport des amplitudes des rayons principaux et la différence de phase ont été déterminés par la méthode de M. Jamin; l'appareil était d'ailleurs éclairé par la lumière prise dans un spectre pur. Voici quelques-uns des résultats pour des raies définies dont les longueurs d'onde λ sont exprimées en millionièmes de millimètre :

	RAIES.						
	B	C	D	E	F	I	V
λ....	686,7	656,2	589,2	526,9	486,0	447,5	422,6
A. ..	50° 52′	51° 30′	55° 12′	51° 48′	45° 45′	41° 36′	41° 36′
Θ...	0° 36′	0° 24′	6° 36′	15° 48′	17° 54′	9° 0′	4° 36′
$n_{\prime}$...	1,230	1,264	1,405	1,108	0,877	0,864	»

On voit, par ce tableau, que l'incidence principale A croît d'abord du rouge au jaune pour décroître ensuite, et demeure à peu près constante dans l'indigo et le violet. La ligne suivante donne les valeurs de l'angle Θ, dont le carré de la tangente est égal au rapport des pouvoirs réflecteurs pour la lumière polarisée dans un plan perpendiculaire ou parallèle au plan d'incidence.

On voit, par là, que la substance se comporte comme un corps transparent pour les rayons les moins réfrangibles et comme un métal pour les autres. La dispersion serait, en effet, normale pour les raies B et C, et anormale du jaune au violet. Les valeurs de n_0 qui donnent l'indice de réfraction par rapport au crown pour les rayons normaux conduisent aux mêmes conséquences. M. Lundquist a vérifié, en outre, que les résultats relatifs aux raies D, E, F, I, V, pour les incidences comprises entre zéro et 60 degrés, peuvent être représentés exactement par les formules de la réflexion métallique, et que les lois de la réflexion sur les corps transparents conviennent parfaitement pour les raies B et C. Enfin la réflexion sur la surface de séparation du crown et de la fuchsine est négative pour les rayons rouges, tandis que, quand la réflexion a lieu dans l'air sur la fuchsine, elle est positive pour toutes les couleurs. On peut d'ailleurs partir des valeurs de A et de Θ obtenues à la réflexion dans l'air sur la fuchsine pour calculer les valeurs des mêmes quantités relatives à la réflexion dans le crown; la concordance des résultats ainsi obtenus avec ceux que donne l'observation est aussi satisfaisante que le comporte la différence des conditions de ces deux expériences.

M. Lundquist a mesuré encore le pouvoir réflecteur de la fuchsine pour la lumière polarisée dans la section principale, en modifiant un peu la méthode de M. Jamin. La lumière incidente passe d'abord par un collimateur muni d'un prisme de Rochon, qui fournit deux faisceaux voisins : l'un d'eux tombe sur la surface nue du prisme de crown, l'autre sur la fuchsine, et l'on détermine le rapport des intensités des deux faisceaux réfléchis à l'aide d'un analyseur. Connaissant l'intensité de la lumière réfléchie totalement ou non sur le verre, on en déduit aisément l'intensité du faisceau réfléchi sur la fuchsine, et par suite le pouvoir réflecteur.

Les résultats obtenus ainsi pour les raies D, E et F ont présenté un accord très-satisfaisant avec les formules théoriques. On voit,

d'après les nombres, que, pour la réflexion normale, il y aura prédominance de la lumière jaune et verte, et que l'inverse devra se produire pour une incidence voisine de 80 degrés. On peut ainsi prévoir les colorations diverses que présentent les rayons réfléchis sur la fuchsine lorsque la lumière incidente est de la lumière blanche.

Ces expériences de M. Lundquist, déjà si intéressantes, ne paraissent d'ailleurs qu'une sorte de préambule à des recherches plus étendues.

E. Mascart.

E. VILLARI. — Ricerche sperimentali intorno alcune proprietà fisiche del legno tagliato parallelamente e perpendicolarmente alle sue fibre (Recherches expérimentales sur quelques propriétés physiques du bois taillé parallèlement et perpendiculairement aux fibres); ***Atti della R. Accademia delle Scienze fisiche e matematiche di Napoli,*** **t. III; 1867.**

Les corps qui ne présentent pas la même élasticité suivant les diverses directions autour d'un même point offrent dans leurs propriétés physiques des différences correspondantes suivant ces mêmes directions. M. Villari, dans une série intéressante d'expériences, a étudié à ce point de vue diverses variétés de bois. Quoique ces expériences soient déjà anciennes, elles ne nous semblent pas être très-connues des physiciens : nous croyons devoir les leur signaler.

L'auteur s'est occupé :

1° De la dilatation du bois par la chaleur;

2° De la dilatation du bois par l'action de l'eau dont on l'imbibe;

3° De la conductibilité du bois pour l'électricité statique;

4° De la conductibilité du bois pour l'électricité voltaïque.

La première série de recherches a été faite au moyen d'un appareil dont voici le principe.

La barre à étudier est placée verticalement dans une étuve à vapeur d'eau analogue à celle de l'appareil des chaleurs spécifiques de M. Regnault. Au voisinage est une barre verticale de fer entourée d'eau à température constante. Cette seconde barre porte un plateau susceptible de se fixer à diverses hauteurs, et qui sert de support à une espèce de fléau de balance en verre muni d'un couteau dont l'un des bras est décuple de l'autre. Le bras le plus court est terminé par une pointe en bois qui appuie sur le bout de la barre que l'on étudie; un poids suspendu au fléau du même côté du cou-

teau assure le contact; l'autre bras est terminé par un index dont on observe les déplacements au cathétomètre : bien entendu que tout l'appareil est porté par des supports absolument fixes et soustrait à l'action de la chaleur par l'interposition de pièces non conductrices en verre.

Au moyen de cet appareil, M. Villàri a comparé la dilatation de divers bois suivant la direction des fibres et suivant une direction perpendiculaire, et il a obtenu les résultats suivants :

Noms des corps.	Coefficient de dilatation des corps — dans le sens perpendiculaire aux fibres.	Coefficient de dilatation des corps — dans le sens parallèle aux fibres.	Rapport des deux coefficients.
Buis........	0,0000614	0,00000257	25 à 1
Sapin.......	0,0000584	0,00000371	16 à 1
Chêne......	0,0000544	0,00000492	12 à 1
Érable......	0,0000484	0,00000638	8 à 1
Noyer.. ...	0,0000484?	0,00000355?	8 à 1
Orme	0,0000443	0,00000565	11 à 1
Acajou	0,0000404	0,00000361	12 à 1
Peuplier....	0,0000365	0,00000385	9 à 1
Pin	0,0000341	0,00000541	6 à 1
Châtaignier..	0,0000325	0,00000649	5 à 1

Ces coefficients ont été déterminés entre 2 et 34 degrés environ. M. Villari a reconnu qu'il ne fallait pas opérer à des températures plus élevées pour éviter les erreurs résultant de la dessiccation du bois. De plus, les résultats sont d'autant plus concordants qu'on opère plus vite.

Le coefficient de dilatation transversal est supérieur pour tous les bois à celui des autres corps solides, et le coefficient longitudinal inférieur, en laissant de côté quelques cas exceptionnels où certains coefficients sont négatifs. En effet, le plus dilatable parmi les corps usuels est le zinc, dont le coefficient est égal à 0,000031, et le moins dilatable est le verre, dont le coefficient est égal à 0,000008.

La différence considérable de dilatation du bois dans les deux sens peut être montrée à tout un auditoire au moyen d'un appareil très-simple, dans lequel l'inégal allongement des deux barres fait incliner un miroir sur lequel on fait réfléchir un faisceau de lumière.

L'étude de la dilatation du bois par imbibition s'est faite en mesurant, à l'aide d'une échelle munie d'un vernier, la longueur de règles prises d'abord à l'état sec, puis immergées pendant plusieurs jours dans l'eau, ensuite desséchées à nouveau. Les résultats sont compris dans le tableau suivant :

Noms des bois.	Coefficients de dilatation transversal aux fibres.	Coefficients de dilatation longitudinal aux fibres.	Rapport.
Érable........	0,0831	0,00320	26 à 1
Sapin.........	0,0697	0,00386	18 à 1
Orme.........	0,0620	0,00292	20 à 1
Noyer........	0,0586	0,00279	21 à 1
Peuplier......	0,0459	0,00251	18 à 1

Ces expériences montrent que l'imbibition du bois le dilate beaucoup moins dans le sens des fibres que dans le sens perpendiculaire.

Pour étudier la conductibilité du bois pour l'électricité de tension suivant diverses directions, M. Villari met le conducteur de la machine en communication avec le sol par l'intermédiaire de tiges de même longueur et de même section qu'il veut expérimenter. Pendant que l'électricité se perd en partie par le bois, il mesure la distance explosive des étincelles fournies par la machine incomplétement déchargée et obtient les résultats suivants :

Noms des bois.	Distances explosives avec bois taillé parallèlement aux fibres.	Distances explosives avec bois taillé perpendiculairement aux fibres.
	mm	mm
Pin.............	2	18
Orme..........	7	18
Buis...........	5	12
Sapin...........	16	19
Peuplier........	17	19

La machine seule donne des étincelles de 22 à 24 millimètres.

On voit, d'après cela, que la résistance à la propagation de l'électricité statique est variable dans les bois, et plus grande perpendiculairement aux fibres que parallèlement.

M. Villari a fait également une série d'expériences dans laquelle

il mesurait le temps que la machine, communiquant avec le sol par une tige de bois, mettait à perdre à l'électromètre de Henley un nombre déterminé de degrés. Les résultats obtenus par cette méthode sont de même sens que dans la série précédente, sans cependant présenter une concordance absolument rigoureuse. Les bois employés étaient desséchés à chaud et maintenus dans l'intervalle des expériences dans un vase renfermant du chlorure de calcium.

M. Villari a donné à l'expérience une forme saisissante pour un cours : il a fait tailler une croix d'un seul morceau à branches égales dans laquelle les fibres du bois étaient exactement dirigées suivant une des branches de la croix, et par suite perpendiculairement à l'autre. La croix étant posée sur le conducteur de la machine et mise en communication avec le sol par sa partie supérieure, la machine ne se charge pas quand la branche qui réunit le conducteur au doigt de l'opérateur est taillée suivant la direction des fibres : elle se charge, au contraire, lorsque cette branche est taillée perpendiculairement aux fibres.

L'auteur attribue cette différence de conductibilité à la résistance offerte par les stratifications du bois au passage de l'électricité, et en effet, un parallélépipède dont la hauteur égale la largeur, et qui est formé de cartons superposés, présente les mêmes phénomènes. Pour maintenir ces cartons, on les serre avec un lien de soie, et l'on trouve que la différence de conductibilité, dans le sens parallèle et perpendiculaire aux stratifications, est d'autant moindre que le serrage est plus énergique.

La différence de conductibilité dans les deux sens, pour le bois, n'est pas due à l'inégale faculté que possèdent le bois de fil et le bois perpendiculaire aux fibres, de prendre ou d'abandonner l'humidité; en effet, l'auteur a remarqué que des bois bien desséchés et abandonnés ensuite à l'air pendant plusieurs jours sont toujours plus conducteurs dans le sens des fibres que dans le sens perpendiculaire.

M. Villari a également étudié le passage de l'électricité voltaïque dans le bois humide. A cet effet, il a pris une plaque carrée de bois mouillé, dans laquelle les fibres étaient parallèles à un des côtés, et il a fait passer le courant de plusieurs éléments de Bunsen à travers une mince longueur de bois prise dans les deux directions

déjà expérimentées. Un galvanomètre placé dans le circuit mesurait l'intensité du courant, et il a reconnu que la résistance au passage du courant était moindre dans la direction des fibres que dans la direction perpendiculaire.

J. Lissajous.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome III. — Octobre 1874.

Gaston Tissandier. — *Les poussières atmosphériques*, p. 203.

E. Budde. — *Recherches sur la thermo-électricité*, p. 208.

C. Decharme. — *Effets frigorifiques produits par la capillarité jointe à l'évaporation*, p. 236.

Noble et F.-A. Abel. — *Recherches sur les corps explosibles. Explosion de la poudre*, p. 268.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVIII. — Septembre 1874.

Abney. — *Opacité des images photographiques*, p. 161.

Charles Horner. — *Note relative à certains corps fluorescents dissous dans l'huile de castor*, p. 165.

N. Schilling. — *Courants constants de l'air et de la mer : Essai pour les rapporter à une cause commune*, p. 166.

Challis. — *Théorie hydrodynamique de l'action d'un circuit galvanique sur un petit aimant extérieur* (1re partie), p. 180.

A. Stoletow. — *Des fonctions magnétiques relatives à différentes masses de fer*, p. 200.

Alfred Tylor. — *Sur les marées. Théorie*, p. 204.

4e série. — Tome XLVIII. — Octobre 1874.

Arthur Schuster. — *Sur la conductibilité unilatérale*, p. 251.

Lord Rayleigh. — *Vibrations de systèmes approximativement simples*, p. 258.

W.-S. Davis. — *Simple méthode pour montrer les phénomènes principaux du mouvement ondulatoire au moyen de cordes flexibles*, p. 262.

Alfred M. Mayer. — *Recherches d'acoustique*, p. 266.

Müller. — *Sur un principe de mécanique résultant de la théorie du mouvement d'Hamilton*, p. 274.

Frédérick Guthrie. — *Sur un galvanomètre absolu*, p. 296.

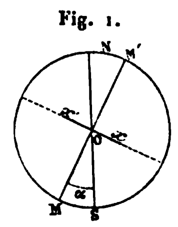
SUR LA RUPTURE DES AIGUILLES AIMANTÉES;

PAR M. E. BOUTY.

Quand on étudie la rupture des aiguilles aimantées, on a besoin d'une méthode qui permette d'obtenir rapidement les moments magnétiques de très-petites aiguilles plus ou moins comparables par leurs dimensions à des grains de limaille. Voici le principe de cette méthode.

Concevons un support rigide mobile autour d'un axe vertical. Fixons sur ce support : 1° une aiguille horizontale dont le moment magnétique M (*fig.* 1) est connu; 2° l'aiguille dont on veut déterminer le moment magnétique x.

Fig. 1.



Les deux aiguilles sont placées l'une au-dessous de l'autre, de telle façon que leurs axes soient rectangulaires, et à une distance suffisante pour que leur action réciproque n'altère pas la distribution du magnétisme dans chacune d'elles.

Le système ainsi formé prend, sous l'influence du magnétisme terrestre, une position d'équilibre déterminée, et telle que l'axe magnétique de l'aiguille M fasse, avec le plan du méridien magnétique NS, un angle α déterminé par l'équation

$$x = M \tang \alpha. \tag{1}$$

Si le moment x est assez petit par rapport à M, l'angle α pourra être déterminé par la méthode optique de Poggendorff [1]. A cet effet, le support des aiguilles porte un petit miroir argenté vertical,

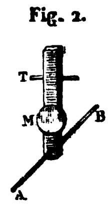
[1] POGGENDORFF, t. VII. Cette méthode, attribuée le plus souvent à Gauss, a seulement été appliquée et perfectionnée par lui.

dans lequel on observe, à l'aide d'une lunette, l'image d'une règle divisée, horizontale, placée au-dessous et très-près de l'objectif, et perpendiculaire à l'axe optique de la lunette.

On est libre de faire le moment M de l'aiguille directrice aussi faible qu'on le voudra. Il en résulte qu'on pourra, par ce procédé, mesurer des moments magnétiques très-faibles; et, par le fait, j'ai pu exécuter des mesures satisfaisantes, relatives à des aiguilles aimantées de 2 millimètres de long et de 0^{mm}, 2 de diamètre.

Le support employé peut être un simple bâtonnet en cire à cacheter dure et peu fusible (*fig.* 2). L'aiguille directrice AB est collée

Fig. 2.



en dessous du bâtonnet, et un tube de verre très-étroit T, destiné à recevoir les petites aiguilles, traverse le bâtonnet vers sa partie supérieure, de telle sorte que son axe soit horizontal et perpendiculaire à l'axe de l'aiguille directrice : le petit miroir M est collé en avant. Tout l'appareil, placé dans une boîte noircie à l'intérieur et fermée par une glace plane, est suspendu à un seul fil de soie sans torsion.

Ce petit appareil, dont la construction est des plus aisées, se prête surtout aux mesures relatives; il est d'ailleurs d'un emploi si commode, quand on veut exécuter un grand nombre de déterminations successives, qu'on préfère employer cette méthode, même dans certains cas où celle des oscillations fournirait de bons résultats [1].

Comme exemple des problèmes que cette méthode permet de résoudre, je me bornerai à l'étude de la rupture d'une aiguille cylindrique aimantée à saturation. Si cette aiguille est trempée assez dur pour se rompre entre les doigts comme du verre, les résultats sont parfaitement réguliers, et tous les fragments, détachés

---

(1) Pour les détails, les corrections, etc., nous renverrons au Mémoire original : *Annales de l'École Normale*, 2e série, t. IV.

par des plans perpendiculaires à l'axe de l'aiguille, sont des aimants saturés.

Dans son *Essai sur l'application de l'analyse mathématique aux théories de l'électricité et du magnétisme* ([1]), Green a déduit de l'hypothèse de la force coercitive la formule suivante, qui donne le moment magnétique y d'une aiguille de longueur x et de diamètre a, aimantée à saturation :

$$(2) \qquad y = \mathrm{A}a^2\left(x - \frac{2}{\beta}\,\frac{l^{\beta\frac{x}{2}} - e^{-\beta\frac{x}{2}}}{l^{\beta\frac{x}{2}} + e^{-\beta\frac{x}{2}}}\right).$$

Dans cette formule, A est une constante dépendant seulement de la nature de l'acier employé, et β une quantité de la forme $\frac{\mathrm{B}}{a}$, B étant une nouvelle constante.

Or l'hypothèse de la force coercitive n'est plus acceptée par personne au sens où Green l'entendait, tandis que, d'autre part, toutes les expériences effectuées jusqu'ici pour étudier la distribution du magnétisme dans les aimants cylindriques donnent des résultats conformes aux formules déduites par Green de cette hypothèse. Je me suis proposé de constater expérimentalement si cet accord existe aussi en ce qui concerne la formule (2). Dans ce but, il n'y avait rien de mieux à faire que d'employer des aiguilles de rupture; car les divers fragments d'une même aiguille saturée, réduite peu à peu à une très-faible longueur par un grand nombre de ruptures, sont de trempe identique et comparables sous tous les rapports.

L'équation (2), quand on y considère y et x comme des coordonnées courantes, représente une courbe asymptote à la droite

$$(3) \qquad y = \mathrm{A}a^2\left(x - \frac{2}{\beta}\right).$$

Cette dernière équation signifie, conformément aux résultats des expériences de Coulomb, que, dans les aiguilles longues de diamètre a donné, les pôles sont à une distance fixe des extrémités, égale à $\frac{1}{\beta}$. Quelques expériences sur les plus longs fragments d'une

([1]) Publié pour la première fois à Nottingham en 1828.

aiguille saturée permettent de déterminer avec précision les constantes de l'équation (3), et, par suite, de calculer les moments magnétiques des aiguilles courtes à l'aide de la formule (2). Le tableau suivant, relatif à une aiguille de $0^{mm},551$ de diamètre, contient la comparaison entre le résultat de ce calcul et le résultat direct de l'expérience, pour des aiguilles de 1 à 10 millimètres de long :

	M	
l	observé.	calculé.
1	0,50	0,206
2	1,88	1,575
3	5,60	5,323
4	12,00	10,817
5	20,00	19,113
6	30,00	29,593
7	42,00	41,864
8	55,50	55,336
9	70,20	70,224
10	85,60	85,627

Au delà de 10 millimètres, la courbe représentée par l'équation (2) se confond avec son asymptote, et la comparaison de l'expérience au calcul ne présente plus d'intérêt.

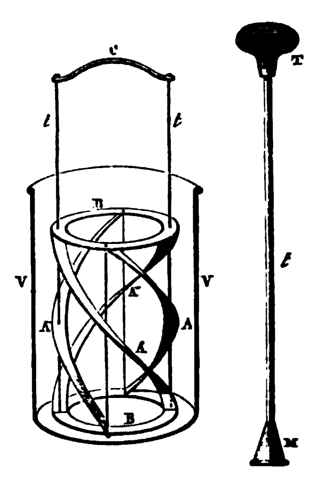
L'accord des nombres contenus dans la deuxième et la troisième colonne est très-remarquable pour les aiguilles dont la longueur n'est pas trop petite par rapport à leur diamètre ; et il est à noter que c'est pour ce cas seulement que Green a établi la formule (2). Pour les aiguilles extrêmement courtes, les nombres observés sont invariablement, dans toutes les expériences, plus grands que les nombres calculés; mais les écarts, quoique bien supérieurs à la limite des erreurs probables, ne sont pas assez grands pour que l'on ait pu déterminer la forme du terme correctif qu'il faudrait joindre à la formule (2) pour la rendre complétement exacte.

Les expériences que je viens de rapporter confirment ce que l'on savait relativement à la distribution du magnétisme dans les aiguilles cylindriques; car elles vérifient une formule, liée mathématiquement à celle qui représente le résultat des études de Coulomb sur cette distribution.

SUR UN NOUVEL AGITATEUR POUR LES EXPÉRIENCES CALORIMÉTRIQUES;

PAR M. BERTHELOT.

Cet agitateur se compose de quatre larges lamelles hélicoïdales A, A′, A″, A‴ (*fig.* 1), inclinées à 45 degrés sur la verticale et normales à la surface interne du cylindre employé comme calorimètre. Elles sont assemblées sur un cadre formé de deux anneaux horizontaux terminaux B, B, et de quatre fortes tiges verticales, le tout en platine ou en laiton, suivant les besoins. Les lamelles et les anneaux sont disposés de façon à former un ensemble concentrique à un vide cylindrique intérieur et enveloppé presque au contact par le vase cylindrique VV qui constitue mon calorimètre (*voir* ce *Journal,* t. II, p. 283). Deux des tiges verticales *t*, *t* se



prolongent de 15 centimètres environ au-dessus de l'instrument, et sont réunies à leur partie supérieure par une demi-bague aplatie en bois C, d'une largeur et d'une épaisseur convenables. D'autre part, les quatre tiges se prolongent, au-dessous de l'anneau inférieur, de quelques millimètres, de façon à faire reposer l'agitateur sur leurs bouts arrondis au fond du calorimètre.

Au centre du vide cylindrique entouré par l'agitateur, il est facile

de disposer le thermomètre et tels appareils réclamés par les expériences.

Pour se servir de cet agitateur, on saisit la demi-bague de bois à la main, ou avec un appareil mécanique (tourne-broche, moteur hydraulique, moteur électromagnétique); on soulève l'agitateur de quelques millimètres, et on lui imprime un mouvement de va-et-vient rotatoire et horizontal, en parcourant un arc de 30 à 35 degrés autour de l'axe vertical du système. Par suite, l'eau du calorimètre se trouve chassée vers le centre, à toutes les hauteurs à la fois, étant poussée brusquement de toutes parts par les lames hélicoïdales qui frappent l'eau sous un angle incliné de 45 degrés avec la verticale.

Le degré de perfection qu'on atteint ainsi dans le mélange des couches liquides et la promptitude avec laquelle on atteint ce résultat, même avec un faible effort et un mouvement peu rapide, sont surprenants. En outre, l'agitateur ne sortant pas du liquide, comme le font les agitateurs mus de haut en bas, n'expose pas à l'évaporation très-sensible que ceux-ci provoquent et aux causes d'erreurs qui en résultent.

Terminons en faisant observer que le nouvel agitateur n'exclut pas la possibilité de couvrir le calorimètre : il suffit de pratiquer dans le couvercle deux rainures circulaires, correspondant aux axes parcourus pendant le mouvement. Cette disposition, de même que les trous relatifs au thermomètre, à l'entrée et à la sortie des gaz, sont faciles à réaliser en choisissant pour couvercles de minces feuilles de carton, plaquées avec des feuilles d'étain sur leurs deux faces. On les taille ensuite aisément suivant les besoins.

SUR L'ABSORPTION DES VAPEURS MÉTALLIQUES OU MÉTALLOÏDALES D'UNE GRANDE ÉPAISSEUR (1);

PAR M. NORMAN LOCKYER.

(Traduit par M. BERTHOLOMEY.)

On a admis jusqu'à présent que la grande épaisseur d'un gaz ou d'une vapeur détermine sa radiation et, par suite, son absorption,

(1) *Proceedings of the royal Society*, t. XXII, p. 371; juin 1874.

de manière que son spectre affecte de plus en plus le caractère d'un spectre continu à mesure que l'épaisseur augmente. Il a été démontré par le docteur Frankland et par moi-même que l'on peut obtenir le même effet par l'accroissement de la densité d'une vapeur.

Il résulte de mes dernières recherches que cet effet peut être produit de deux manières, et, en généralisant les résultats auxquels je suis déjà arrivé (sans prétendre que cette règle soit universelle et embrasse tous les phénomènes), on peut établir que les éléments métalliques d'un faible poids spécifique se rapprochent du spectre continu par l'élargissement de leurs raies, tandis que ceux qui possèdent une grande densité se rapprochent du même spectre par l'accroissement du nombre de leurs raies. D'après cela, les vapeurs du sodium, du calcium, de l'aluminium et du magnésium ne donnent qu'un petit nombre de raies qui vont en s'élargissant, et auxquelles ne s'ajoutent que quelques raies courtes par l'accroissement de la densité; le fer, le cobalt, le nickel, etc., au contraire, fournissent un grand nombre de raies qui ne s'élargissent pas autant, mais auxquelles beaucoup d'autres plus courtes viennent s'ajouter.

Les observations que j'ai faites dans l'Inde pendant l'éclipse totale de Soleil de 1871 sont contraires à l'assertion ci-dessus; et si nous admettons que toutes les lignes, *fondamentales* et *courtes* obtenues dans un spectre, sont dues au choc des atomes (en entendant par le mot *atome* la quantité de matière qui nous donne un spectre linéaire), alors, comme on n'altère ni la quantité ni la qualité des chocs par l'accroissement d'épaisseur de la couche, l'assertion ci-dessus semble dépourvue de tout fondement théorique.

Une chose est claire, c'est que, si le prétendu spectre continu est toujours atteint par l'accroissement de l'épaisseur comme par l'accroissement de la densité, il doit nécessairement passer par l'état de spectre linéaire.

Pour m'en assurer, j'ai fait les expériences suivantes :

1. Un tube de fer d'environ 5 pieds de long était rempli d'hydrogène sec; des fragments de sodium étaient disposés avec précaution et à une certaine distance les uns des autres dans toute la longueur du tube, excepté aux deux extrémités. Ces dernières étaient fermées par deux plaques de verre. Le tube fut placé sur deux fourneaux à gaz disposés en ligne droite et chauffés. Une lampe électrique fut

placée à l'une des extrémités du tube et un spectroscope à l'autre extrémité. Quand ce tube fut chauffé au rouge et rempli de vapeurs aussi complétement que possible, on y fit passer lentement un courant d'hydrogène et l'on vit que la raie D était absorbée. Elle n'était pas plus large qu'on ne l'observe dans de semblables conditions avec un tube d'essai, et elle était beaucoup plus mince que la raie absorbée par la vapeur de sodium dont on augmente quelque peu la densité.

La ligne *fondamentale* la plus longue était seule absorbée. Elle était plus large que la raie D du spectre solaire, spectre dans lequel toutes les raies courtes sont renversées.

2. Comme il était difficile d'accroître beaucoup soit la température soit la densité de la vapeur de sodium, j'ai fait une autre série d'expériences avec la vapeur d'iode.

J'ai déjà signalé les différences indiquées par le spectroscope entre la qualité des vibrations de l'atome d'un métal et du subatome d'un métalloïde (terme par lequel je définis la quantité de matière qui nous donne un spectre cannelé et constitue ainsi à sa manière un spectre continu).

Ainsi, avec l'iode, les lignes courtes qui se produisent par un accroissement de densité dans un spectre atomique sont représentées par l'addition d'un système de traits bien définis et de larges bandes d'absorption continues jusqu'à former le spectre le plus simple, qui est excessivement régulier, attendu que les intervalles vont en croissant du bleu jusqu'au rouge et que les traits y deviennent à peine appréciables.

Si l'on accroît la densité d'une couche très-mince de vapeur d'iode en chauffant doucement, on voit apparaître les raies et les bandes et, comme la densité augmente de plus en plus, l'absorption finit par devenir continue dans toute l'étendue du spectre visible.

L'absorption d'une couche de vapeur d'iode de 5 pieds 6 pouces d'épaisseur, à la température de 59° F., ne m'a donné aucune indication de bandes, et les traits étaient à peine visibles.

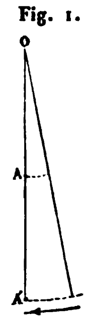
DISCUSSION DE LA MÉTHODE DES COÏNCIDENCES;

PAR M. BICHAT,
Professeur au lycée de Versailles.

De Mayran, qui a imaginé la méthode des coïncidences, a supposé implicitement qu'une première coïncidence pouvait toujours avoir lieu et qu'après un certain intervalle de temps elle était nécessairement suivie d'une autre, et ainsi de suite. Borda, Biot et les autres expérimentateurs ont accepté la supposition de de Mayran. L'expérience, d'ailleurs, ne semble laisser à cet égard aucun doute : quand on applique la méthode, on voit un grand nombre de coïncidences se manifester, et, même quand les deux pendules sont à peu près égaux et qu'une d'elles apparaît, un grand nombre d'autres s'observent, non pas après plusieurs oscillations nouvelles, mais immédiatement, sans interruption à la suite de la première. Puis les pendules marchent en désaccord, et, après quelque temps, une nouvelle série de coïncidences a lieu. Mais ce grand nombre de coïncidences successives qu'aperçoit l'observateur n'est pas une preuve qu'elles s'effectuent réellement : il montre l'imperfection des moyens d'observation.

Dans ces conditions, on s'est proposé de rechercher : 1° si, en admettant qu'il y ait une première coïncidence, il y en aura une infinité d'autres; 2° à quelles conditions cette première coïncidence peut s'effectuer; 3° pourquoi, même dans les cas où aucune coïncidence ne se produit, on peut, au point de vue expérimental, admettre qu'elle a lieu.

Fig. 1.



I. Considérons deux pendules simples OA, OA′ oscillant l'un devant l'autre : il y a *coïncidence* lorsque les deux pendules passent

en même temps dans la verticale avec des vitesses de même sens et du sens de la flèche. C'est la définition de la coïncidence telle qu'elle a été donnée par de Mayran et adoptée par Borda, puis par Biot.

Considérons d'abord le cas d'une amplitude infiniment petite. On sait que, dans ce cas, si l'on développe l'arc décrit par le pendule suivant une ligne droite, et si, sur cet arc développé, on décrit une demi-circonférence, on pourra toujours supposer sur cette demi-circonférence un mobile animé d'une vitesse telle que, à chaque instant, la projection de cette vitesse sur la droite soit égale à celle du pendule au point correspondant de l'axe décrit. Si nous avons un second pendule se mouvant devant l'autre, nous aurons une seconde demi-circonférence analogue à la première, et les coïncidences des mobiles des demi-circonférences auront lieu en même temps que les coïncidences des pendules dans la verticale.

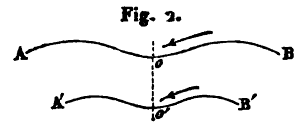
Supposons maintenant l'amplitude quelconque. On sait que, dans ce cas, la force qui produit le mouvement est proportionnelle à $\sin \frac{x}{l}$, x désignant la distance comptée sur l'arc, du point où se trouve le pendule au point milieu, et l représentant la longueur du pendule. Or, si l'on développe encore cet arc suivant une ligne droite, on pourra toujours trouver une infinité de courbes telles que, un mobile se mouvant sur l'une de ces courbes d'un mouvement uniforme, la projection de ce mobile sur la ligne droite se meuve sous l'action d'une force proportionnelle à $\sin \frac{x}{l}$, x désignant la distance de la projection au point milieu de la droite. Nous voici donc amenés à étudier les coïncidences de deux mobiles se mouvant d'un mouvement uniforme sur deux courbes de formes et de longueurs données.

Il est presque inutile de faire remarquer que les résultats auxquels nous serons conduits s'appliqueront intégralement au cas de deux pendules composés quelconques.

Considérons donc deux lignes quelconques droites ou courbes AB, A'B' (*fig.* 2), dont les milieux sont en o et o' et sur lesquelles se meuvent deux mobiles animés de vitesses constantes parfaitement déterminées. Nous supposerons d'abord que les mobiles sont en coïncidence, et nous nous proposerons de chercher s'il y en aura d'autres, et, dans ce cas, de déterminer la différence des nombres d'oscillations exécutées par les deux mobiles entre deux coïncidences

successives. Le premier faisant une oscillation simple, l'autre en fait $\left(1+\frac{p}{q}\right)$, $\frac{p}{q}$ étant, dans le cas le plus général, une fraction irréductible.

Fig. 2.



Lorsque le premier aura fait n oscillations, le second en aura fait $\left(n+\frac{np}{q}\right)$. La différence Δ entre les nombres d'oscillations exécutées par les deux pendules sera

$$\Delta = n\frac{p}{q}.$$

Pour que, à ce moment, il y ait une nouvelle coïncidence, il faut que n *soit un nombre pair* et que Δ *soit un nombre entier et pair* (d'après la définition de la coïncidence). Il faut donc d'abord que q divise le produit np, et, comme il est premier avec p, il doit diviser n; n est donc un multiple de q.

Supposons d'abord $n = q$. Le premier mobile aura fait q oscillations et le second $(p+q)$. Or, si q est pair, p est impair, et réciproquement; par conséquent, dans tous les cas, $(p+q)$ est impair et, par suite, il n'y a pas de coïncidence possible. L'hypothèse $n = q$ doit donc être rejetée.

Supposons maintenant $n = 2q$. Le premier mobile aura fait $2q$ oscillations, et le second $2(p+q)$. Ces deux nombres sont entiers et pairs; donc il y a coïncidence et, dans ce cas, la différence Δ est égale à $2p$. Il en serait de même pour $n = 4q$, $n = 6q, \ldots$, $n = 2kq$.

Donc, dans le cas que nous avons supposé, *en admettant qu'il y ait coïncidence, il y en aura une infinité d'autres, et la différence entre les nombres d'oscillations exécutées par les deux mobiles entre deux coïncidences successives est constante et égale à* $2p$. De plus, il est facile de voir que le rapport entre ces nombres d'oscillations est constant et égal à $\frac{q}{p+q}$.

Dans le cas particulier où la fraction $\frac{p}{q}$ peut être mise sous la forme $\frac{1}{y}$, et dans ce cas seulement, la différence entre les nombres

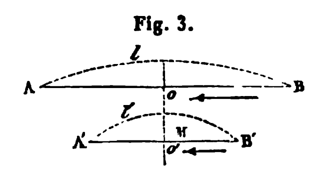
d'oscillations exécutées par les deux mobiles est égale à *deux*. Nous pouvons remarquer encore que, si la fraction $\frac{p}{q}$ est très-faible, c'est-à-dire si p est très-petit par rapport à q, les coïncidences n'auront lieu qu'après un nombre très-grand $n = 2q$ d'oscillations exécutées par l'un des mobiles, le premier par exemple.

Si l'on suppose alors $p = 1$ et, par suite, si l'on prend $\Delta = 2$, au lieu de prendre $\Delta = 2p$, on commettra une erreur relative $\frac{2(p-1)}{2q} = \frac{p-1}{q}$ d'autant plus faible que p sera plus voisin de l'unité et plus petit par rapport à q.

II. Nous avons supposé, dans ce qui précède, qu'il y a une première coïncidence; nous allons chercher maintenant quelles sont les conditions nécessaires et suffisantes pour que cette première coïncidence puisse avoir lieu.

Supposons l'un des mobiles au point o, l'autre en un point M quelconque à une distance du point o' que je représente par λ. Supposons de plus qu'ils marchent dans le sens des flèches, la vitesse du second étant plus grande que la vitesse du premier. Après chaque oscillation double, le premier mobile se retrouve au point o dans

Fig. 3.



les mêmes conditions qu'au commencement du mouvement, tandis que le second mobile se rapproche peu à peu du point o' d'une quantité toujours la même, et que je représente par δ. Le premier mobile ayant fait n oscillations doubles, c'est-à-dire ayant parcouru un chemin $2nl$, le second aura parcouru un chemin $2nl' + n\delta$. Pour qu'à ce moment il y ait coïncidence, il faut que l'on ait

$$n\delta = \lambda,$$

ou, plus généralement,

$$n\delta = \lambda + 2\mu l',$$

μ étant un nombre entier. La valeur de n, tirée de cette équation,

devant être entière, il faudra que $\lambda + 2\mu l'$ soit un multiple de δ, ce qui n'arrivera pas forcément.

Il faut donc conclure que, généralement, il n'y aura pas coïncidence.

Nous pouvons remarquer en passant que si δ est extrêmement petit, c'est-à-dire si les vitesses des deux mobiles sont très-peu différentes l'une de l'autre, il pourra se faire qu'après un certain nombre d'oscillations, facile à déterminer, le second mobile se trouve à une distance insignifiante du point o, distance qu'il serait difficile, sinon impossible, d'apprécier, même avec les instruments les plus grossissants. Il semblerait alors non-seulement qu'il y a coïncidence, mais encore que cette coïncidence se continue pendant un certain nombre d'oscillations.

Ce qui précède s'appliquant au pendule, nous pouvons conclure :

1° Lorsque deux pendules se meuvent l'un devant l'autre, il n'y aura pas nécessairement coïncidence;

2° Dans le cas où le rapport entre les nombres d'oscillations exécutées entre les deux pendules dans le même temps peut être mis sous la forme $\frac{1}{1+\frac{p}{q}}$, s'il y a une coïncidence, il y en aura une infinité, et la différence entre les nombres d'oscillations exécutées par les deux pendules entre deux coïncidences successives sera constante et égale à $2p$. Cette différence ne sera égale à 2 que dans le cas particulier où $p = 1$.

III. Dans tous les cas enfin, pourvu que les durées d'oscillation des deux pendules soient infiniment peu différentes, on pourra, au point de vue expérimental, admettre qu'il y a toujours coïncidence, puisqu'il sera impossible de constater le contraire, même au moyen d'une lunette. Dans ce cas, si l'on admet que $\Delta = 2$, on commettra une erreur qui sera très-faible, comme il est facile de s'en rendre compte en considérant encore le cas de deux mobiles se mouvant d'un mouvement uniforme, l'un faisant 1 oscillation et l'autre en faisant $1 + \frac{p}{q}$ ou bien $1 + \frac{1}{\left(\frac{q}{p}\right)}$.

Supposons, en effet, $\frac{q}{p} = f + \frac{r}{p}$, $r < p$, et supposons de plus que l'on néglige la fraction $\frac{r}{p}$. Alors $\Delta = 2$. On commet une erreur

absolue ε, qui a pour valeur

$$\varepsilon = 1 + \frac{1}{f} - \left(1 + \frac{1}{f + \frac{r}{p}}\right) = \frac{\frac{r}{p}}{f\left(f + \frac{r}{p}\right)} \quad \text{ou} \quad \varepsilon < \frac{1}{f^2}.$$

Au bout de n oscillations exécutées par le premier mobile, l'erreur commise sur le nombre d'oscillations du second sera

$$\delta = n\varepsilon \quad \text{et} \quad \delta < \frac{n}{f^2}.$$

Les mobiles étant en coïncidence au commencement du mouvement, la seconde coïncidence aura lieu pour $n = 2f$, et alors l'erreur sera

$$\delta < \frac{2}{f},$$

erreur insignifiante si f est très-grand, ce qui est le cas des expériences de Borda et de celles de Biot.

DU MOUVEMENT SOUS-HORIZONTAL DES LIQUIDES DANS LES TUBES CAPILLAIRES ET DANS LES CORPS POREUX;

PAR M. C. DECHARME.

Après avoir observé le *mouvement ascendant* spontané des liquides dans les tubes capillaires (1), sous toutes les inclinaisons, j'ai continué l'étude du mouvement pour les diverses positions des tubes *au-dessous de l'horizontale*. En voici un aperçu :

En joignant par des lignes continues les extrémités des longueurs capillaires correspondant à des temps égaux, pour un même liquide et un même tube, il en est résulté un ensemble de *courbes synchrones* formant, pour ainsi dire, les *ondes capillaires*, de seconde en seconde, courbes dont les premières surtout se rapprochent de la forme circulaire, et telles que la nappe inférieure à l'horizon n'est point symétrique de la nappe supérieure; et cela se conçoit, puisque la pesanteur vient ici s'ajouter à la capillarité, au lieu d'agir en sens contraire, comme dans le mouvement ascendant. La différence entre ces deux nappes est d'autant plus grande que le diamètre du tube est plus large, la température plus élevée et le liquide plus fluide. C'est ce que montre le tableau suivant, à l'aide

(1) *Journal de Physique*, t. II, p. 25.

duquel il est facile de se figurer ces courbes, qui représentent le mouvement que prendrait le liquide, arrivant par une ouverture excentrique dans l'espace compris entre deux lames parallèles verticales, distantes l'une de l'autre d'une quantité égale au rayon du tube mis en expérience :

Mouvement sous-horizontal, *comparé au mouvement* ascendant *spontané des liquides dans les tubes capillaires.*

Eau : température 19° à 20°,5.

TEMPS en secondes.	MOUVEMENT ASCENDANT.			MOUVEMENT horizontal 0°.	MOUVEMENT SOUS-HORIZONTAL.			
	+ 90°.	+ 45°.	+ 22° 30′.		− 22° 30′.	− 45°.	− 67° 30′.	− 90°.
				PREMIER TUBE (diamètre = $0^{mm},24$).				
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1	52,2	57	62	67	72,3	75,5	76,1	77,4
2	69	74,3	81	90	98	105	109,5	111
3	79,7	86,2	95,5	107,2	120,7	133,5	139	141
4	87,4	96	107	122	140	158,8	168	170,6
5	93,2	102,5	116,5	136	157,7	180,8	194,5	198
..	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
10	110,2	134,5	161	191	226,3	270,8	302	309
				DEUXIÈME TUBE (diamètre = $0^{mm},35$).				
1	55,5	62,5	70,5	80,3	90,4	103	114	119
2	68	78,5	93	112	133	151	166	172
3	76	88,5	109	140	170	191,5	208,6	216,5
4	80	96,4	123,7	163,5	198	224	245,3	255,2
5	81,8	101,5	133,2	183	225,5	257,5	279,5	291
..	....	....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
10	84,4	114	167	252,5	320	363	375,4	410
				TROISIÈME TUBE (diamètre = $0^{mm},55$).				
1	52,1	62,4	74,5	92	114	134	151	159
2	54,9	69,4	92,7	139	188,2	229,6	250,3	260
3	55,6	74	109	175,5	239	291	329	340
4	55,9	76	119,5	209	287,2	354	401	413
5	56,1	77,3	127	239	336	411	461,5	476
.	....	....	.....	.....	.....	.....	.....	..
8	....	....	144	305	417	511,5	595	629

La formule générale du mouvement *sous-horizontal* est plus simple que celle du mouvement *ascendant*, toutes autres circonstances égales d'ailleurs :

La première est..... $t^2 - a't = b'y^2 + c'y,$

La seconde.......... $t^2 + at = b \operatorname{lognép}\left(\frac{h}{h-y}\right) - cy,$

formules dans lesquelles y est la longueur capillaire au temps t, h la hauteur capillaire normale, a, b, c, a', b', c' des constantes dépendant du diamètre et de l'inclinaison du tube, de la nature et de la température du liquide.

Le mouvement *sous-horizontal* a été observé également dans divers *corps poreux*, et notamment dans les bandelettes de papier spongieux; les résultats obtenus ont conduit à des conclusions analogues. Toutefois, la différence entre les nappes supérieure et inférieure à l'horizontale est ici bien moins tranchée que dans les tubes capillaires; les courbes figuratives sont moins distantes les unes des autres, la vitesse étant peu rapide dans les corps poreux.

L. BOLTZMANN. — Experimentelle Bestimmüng der Dielektricitäts-constante von Isolatoren (Détermination expérimentale de la constante diélectrique des corps isolants); *Annales de Poggendorff*, t. CLI, p. 482 et 531; 1874.

Dans le cours de ce travail, M. Boltzmann fait usage de l'électromètre Thomson décrit déjà dans ce journal; cet instrument n'étant pas encore entré dans la pratique française, on donnera sur son usage plus de détails que n'en comportent habituellement ces analyses.

On sait que la charge d'un condensateur, à lames parallèles, par exemple, varie avec la nature du milieu isolant, ou *diélectrique*, à travers lequel s'exerce l'induction, la différence de *potentiel* des deux armatures restant la même. Le rapport de la charge du condensateur, lorsque le milieu isolant est l'air ou le vide, à cette charge, lorsque le milieu est un corps isolant, est le coefficient D spécifique de cette substance; cette définition indique le procédé à suivre pour l'évaluer.

Des difficultés pratiques s'opposant à l'emploi de condensateurs

formés d'un diélectrique unique, M. Boltzmann se sert de deux lames métalliques bien parallèles, entre lesquelles il introduit des plaques des substances à étudier ; ces plaques ne touchant pas les armatures, on est certain de l'invariabilité de forme du condensateur.

Lorsque la distance des armatures est négligeable par rapport à leur diamètre, la théorie indique que la capacité du condensateur est inversement proportionnelle à l'expression $m + \frac{n}{D}$, m étant l'épaisseur de la couche d'air, n celle de la lame diélectrique, pourvu que celle-ci dépasse notablement les bords de l'armature ; faisant varier m et n, on peut, par de simples mesures de rapports de capacités, vérifier la formule et déterminer D.

Pour mesurer une capacité, on part de ce principe, que si deux corps éloignés sont réunis par un fil conducteur et ont par suite le même potentiel, leurs charges seront proportionnelles à leur capacité. Soient A la capacité de l'électromètre (c'est-à-dire de deux de ses quadrants et des conducteurs qui y aboutissent) ; K celle du condensateur. On charge d'abord l'électromètre seul, au moyen d'une source constante de potentiel p (un pôle de pile dont l'autre est à la terre) ; on mesure ce potentiel p. On décharge l'électromètre ; on charge le condensateur au moyen de la même source : il se charge d'une quantité Kp. L'armature est alors isolée et mise ensuite en communication avec les quadrants, au moyen d'un fil suffisamment long et mince ; la quantité Kp se répartit entre l'électromètre et le condensateur, le premier prenant la charge $Kp \times \frac{K}{A+K}$ et le second le potentiel $\frac{Kp}{A+K}$ (quotient de la charge par la capacité A) qu'on mesure également. Le rapport $\frac{K}{A+K}$ des deux potentiels successifs p et $\frac{Kp}{A+K}$ mesurés donne le moyen de connaître la capacité d'un corps quelconque en fonction de celle de l'électromètre, et, par suite, de connaître les rapports des capacités de deux condensateurs : tel est le principe de la méthode.

On commence par graduer l'électromètre par le procédé employé par Melloni, pour la pile thermo-électrique ; au moyen de plusieurs éléments de pile, on peut toujours charger l'électromètre à un po-

tentiel qui soit la somme de deux potentiels déjà évalués, et construire une Table qui donne pour chaque déviation de l'image le potentiel correspondant ou un nombre proportionnel. On remarque d'abord que la déviation augmente légèrement avec le temps, lorsqu'on établit une communication permanente entre un des pôles et deux des quadrants; de plus, l'aiguille ne revient pas exactement à sa position primitive, mais reste déviée du côté où elle a été portée: ce que l'on doit attribuer à un écoulement de l'électricité des quadrants sur leurs supports. Pour obtenir des déviations comparables, on lisait les déviations 40 secondes après la charge, et on notait la nouvelle position d'équilibre 40 secondes après la décharge; avec ces précautions, les mesures successives d'un même potentiel ne varient pas de $\frac{1}{4}$ pour 100. Bien que l'on n'eût pas négligé de régler l'appareil, la table de correction n'était pas symétrique, les conditions étant inégales pour des déviations égales et de signe contraire, ce qui peut provenir d'un léger défaut de symétrie dans un appareil aussi complexe. Du reste, en dehors de cette dissymétrie, qui restait la même, quelle que fût la pile employée, M. Boltzmann n'a jamais trouvé qu'il y eût de différence entre les valeurs absolues des tensions aux deux pôles d'une pile, suivant que l'un ou l'autre était mis en communication avec la terre, résultat surprenant, auquel M. Quincke était déjà arrivé.

Dans ce qui suit, nous désignerons toujours par le mot *déviation,* non la déviation observée, mais la déviation corrigée d'après la Table.

Soit Δ la déviation observée en mettant le pôle de la pile; Δ_1 la déviation en mettant le condensateur en communication avec l'électromètre, comme il a été dit plus haut; on aura $\frac{K}{A+k}=\frac{\Delta_1}{\Delta}$, ou $K = A\frac{\Delta}{\Delta-\Delta_1}$. Mais, dans cette équation, A est la capacité de l'électromètre lorsque l'aiguille est déviée de l'angle Δ_1, capacité qui dépend de cette déviation. Il importait de s'assurer si l'influence de cette déviation, accrue par la charge très-grande de l'aiguille, ne pouvait pas amener d'erreurs sensibles. Dans ce but, on a mesuré le rapport $\frac{K}{A}$ en se servant du même condensateur, mais avec des batteries de forces différentes; et en faisant varier Δ de 50 divisions à 300, le rapport a varié de 3 pour 100 de sa valeur;

de plus, il s'est trouvé que le rapport $\frac{K}{A}$ était très-grand, c'est-à-dire Δ et Δ_1 très-voisins, circonstance défavorable à l'exactitude de l'évaluation du rapport cherché. M. Boltzmann a remédié à ces deux inconvénients, en augmentant très-notablement la capacité A de l'électromètre par l'adjonction d'un condensateur dont une armature était en communication avec les deux quadrants. La nouvelle capacité, étant environ 5 fois plus grande, ne variait plus que de $\frac{1}{5}$ environ pour 100 divisions de l'échelle, et une formule empirique telle que $A_\Delta = A_0\left(1 + \frac{\Delta}{50\,000}\right)$ permettait de calculer la capacité A_Δ correspondant à une déviation Δ.

Il est aussi intéressant de savoir comment le temps plus ou moins long de la charge ou de la décharge peut faire varier la capacité apparente d'un même condensateur. Dans ce but, on a parfois fait communiquer un instant seulement le condensateur et l'électromètre : celui-ci ayant pris toute sa charge avant que l'aiguille ait changé sensiblement de place, c'est la capacité A_0 qu'il convient de prendre en considération, de sorte que $\frac{Kp}{A_0 + K}$ est le potentiel de l'électromètre. Lorsque l'équilibre est établi, que la déviation de l'aiguille est Δ'_1, la charge de l'électromètre est restée la même; mais son potentiel a varié, dans le rapport inverse des capacités. Si l'électromètre eût gardé le potentiel primitif, la déviation eût été $\Delta'_1 \frac{A_{\Delta'_1}}{A_0}$; on doit donc écrire

$$\frac{K}{A_0 + K} = \frac{\Delta'_1}{\Delta_0}\frac{A_{\Delta'_1}}{A_0} = \frac{\Delta'_1}{\Delta_0}\left(1 + \frac{\Delta'_1}{50000}\right).$$

On trouve alors que les capacités mesurées après une charge et une décharge instantanées ne diffèrent pas des capacités mesurées après une charge et une décharge prolongées d'une quantité sensible ; mais ce résultat n'a de valeur que pour les faibles tensions (au plus 18 Daniell) et les substances essayées. Le tableau suivant résume les résultats numériques auxquels est arrivé M. Boltzmann pour les valeurs de D :

Caoutchouc durci	3,15
Paraffine	2,32
Soufre	3,84
Colophane	2,55

A. Potier.

ARCHER HIRST. — On a supposed alteration in the amount of astronomical aberration of light produced by the passage of the light through a considerable tickness of refracting medium (Sur l'altération que l'on suppose devoir être produite dans l'aberration par le passage de la lumière à travers une lunette astronomique pleine d'un milieu réfringent); *Phil. Magaz.*, t. XLV, p. 306; 1873.

L'étoile γ du Dragon a été observée avec une lunette pleine d'eau, et la latitude apparente de la station (Greenwich), déduite de ces observations, corrigée de l'aberration comme si la lunette était dans les conditions ordinaires; on a trouvé pour cette latitude :

1871.	Printemps................	51°28′34″4
	Automne...	51°28′33″6
1872.	Printemps............ . .	51°28′33″6
	Automne................	51°28′33″8

La constance de ce résultat montre l'exactitude du coefficient d'aberration employé, d'une part; et d'autre part, que conformément aux idées de Fresnel, sur l'entraînement partiel de l'éther, l'aberration est indépendante du milieu qui remplit la lunette.

A. Potier.

A. MOUSSON. — Bemerkungen über die Einrichtung eines Dispersiometers (Disposition propre à la mesure de la dispersion); *Annales de Poggendorff*, t. CLI, p. 137.

On a deux moyens de produire un spectre : l'emploi d'un réseau ou d'un prisme.

Dans le premier cas, la séparation des rayons des diverses couleurs est due à un phénomène de diffraction; la déviation éprouvée par un rayon lumineux ne dépend que de sa longueur d'onde dans le vide, et l'on peut remarquer que l'espace occupé par une portion du spectre dont les indices sont compris entre λ_0 et λ est proportionnel à $\lambda - \lambda_0$. De là le nom de *spectre normal* donné au spectre de diffraction.

La dispersion opérée par un prisme est un phénomène d'un ordre beaucoup plus compliqué. On s'accorde, en effet, depuis Fresnel (¹),

(¹) *Voir* Verdet, *Leçons d'Optique physique*, t. II.

à l'attribuer à l'action propre exercée par les molécules pondérables sur la vitesse de propagation des ondes lumineuses ; et la découverte récente de la dispersion anomale ([1]) que présentent certains milieux fortement colorés a montré que l'influence dont il s'agit était beaucoup plus profonde et plus variable qu'on ne l'avait supposé d'abord ([2]), et qu'il existe un lien étroit entre les phénomènes de la dispersion et ceux de l'absorption. Le spectre d'un prisme comparé à celui d'un réseau se trouve donc dilaté ou condensé par places, d'une façon plus ou moins irrégulière, et quelquefois l'ordre même des couleurs est renversé. On étudiera un spectre prismatique en se fondant sur les remarques suivantes :

Dans le spectre normal, la distance x qui sépare les deux rayons d'indice λ et λ_0 est donnée par la formule

$$x = a(\lambda - \lambda_0), \tag{1}$$

où a est une constante. La distance correspondante y dans un spectre prismatique pourra être représentée par une équation de la même forme

$$y = b(\lambda - \lambda_0), \tag{2}$$

à la condition de désigner par b, non plus une constante, mais une certaine fonction de λ. Cette fonction, si elle était connue, serait caractéristique de l'effet exercé par la substance du prisme sur chacune des radiations dont se compose la lumière blanche.

On peut maintenant soumettre la lumière à l'action combinée d'un réseau et d'un prisme, disposés de telle sorte que leurs spectres individuels soient croisés ([3]). Le spectre résultant affectera une

---

([1]) *Voir* tome Ier de ce Recueil, aux pages 38, 45, 68, 104, divers travaux de MM. Christiansen, Kundt, Soret, Sellmeier sur la dispersion anomale.

([2]) Cauchy avait déduit de raisonnements *a priori* une formule qui représente assez bien les phénomènes connus dans le cas des substances transparentes ordinaires (*voir* Verdet, *loco citato*). Il faut bien reconnaître aujourd'hui que les théories mathématiques actuelles sur l'action réciproque des atomes matériels et éthérés sont trop incomplètes pour rendre compte de tous les faits observés, et se garder d'accorder aux formules théoriques, du genre de celles de Cauchy, d'autre valeur que celle de formules empiriques applicables à un cas particulier.

([3]) Cette disposition est analogue à celle des prismes croisés employée par M. Kundt dans l'étude de la dispersion anomale.

forme courbe déterminée par l'équation,

$$(3) \qquad y = b\frac{x}{a};$$

à l'aide d'une disposition convenable, on mesurera les deux coordonnées x et y des divers points du spectre, et l'équation (3) fournira la valeur de la fonction caractéristique b pour chaque longueur d'onde. Si par exemple le spectre résultant était rectiligne, la fonction b aurait une valeur constante, et l'effet propre du prisme serait nul.

Le *dispersiomètre* proposé par l'auteur comprend :

1° Un collimateur composé d'une fente étroite et d'une lentille;

2° Le prisme à étudier : s'il s'agit d'un liquide, l'arête du prisme sera horizontale, et l'axe des y, dirigé dans le sens de la dispersion, sera vertical;

3° Un réseau à fentes verticales très-rapprochées étalant la lumière dans le sens de l'axe des y ;

4° Deuxième lentille pour la production du spectre objectif;

5° Au foyer de cette lentille une croisée de fils susceptible de deux mouvements rectangulaires, à l'aide de deux vis micrométriques ;

6° Enfin un oculaire convenable.

Les pièces 3 à 6 sont fixées dans un tube unique. Chaque pièce indépendante est munie d'un support que l'on peut élever ou abaisser à volonté, et, de plus, le prisme et le tube peuvent tourner autour d'un axe horizontal pour recevoir dans chaque cas la position convenable.

E. Bouty.

M.-A. DAVIS. — The vibrations which heated metals undergo when in contact with cold material, treated mathematically (Vibrations d'un métal chaud en contact avec un corps froid); *Phil. Magaz.*, t. XLV, p. 306, 1873.

Étude mathématique des conditions dans lesquelles a lieu l'expérience de Trevelyan, montrant que, malgré la faible vitesse avec laquelle la chaleur se propage, les dilatations qui accompagnent son mouvement peuvent donner naissance à des vibrations rapides.

A. Potier.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome III. — Novembre 1874.

Is. PIERRE. — *Observations relatives aux gelées du printemps*, p. 331.

E. GRIPON. — *De l'influence qu'exercent sur les vibrations d'une colonne d'air les corps sonores qui l'avoisinent*, p. 343.

C. DECHARME. — *Du mouvement ascendant des liquides dans les corps poreux*, p. 417.

Dr HEIS. — *Sur la comète de Coggia* (lettre à M. Faye), p. 430.

FAYE. — *Remarques sur la Lettre précédente*, p. 431.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVIII. — Novembre 1874.

HENRY A. ROWLAND. — *Perméabilité magnétique et maximum de magnétisme du nickel et du cobalt*, p. 321.

ARTHUR SCHUSTER. — *Expériences sur les vibrations électriques*, p. 340.

CHALLIS. — *Théorie hydrodynamique de l'action d'un circuit galvanique sur un petit aimant extérieur* (2e partie), p. 350.

WILLIAM THOMSON. — *Des perturbations de la boussole produites par les oscillations du navire*, p. 363.

MARSHALL WATTS. — *Spectre du carbone*, p. 369.

ALFRED M. MAYER. — *Recherches d'acoustique*, p. 371.

CHARLES TOMLINSON. — *Action des corps solides et du frottement pour dégager les gaz de leurs solutions*, p. 385.

OSBORNE REYNOLDS. — *Forces superficielles produites par la communication de la chaleur*, p. 389.

4e série. — Tome XLVIII. — Décembre 1874.

CHALLIS. — *Théorie hydrodynamique de l'action d'un circuit galvanique sur un petit aimant extérieur* (3e partie), p. 430.

ALFRED M. MAYER. — *Recherches d'acoustique*, p. 445.

LORD RAYLEIGH. — *Théorème de Statique*, p. 452.

MARSHAL WATTS. — *Note sur le spectre du carbone*, p. 456.

Annales de Poggendorff.

Tome CLII. — No 7. — Année 1874.

BAUMGARTEN. — *Élasticité du spath calcaire*, p. 369.

G. LUNDQUIST. — *Réflexion de la lumière sur la surface des corps isotropes* (suite), p. 398.

Tome CLII. — N° 8. — Année 1874.

FIN DU TOME TROISIÈME.

TABLE DES MATIÈRES.

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES DU TOME TROISIÈME.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TROIS PREMIERS VOLUMES.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume ; le second désigne la page.)

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS DES TROIS PREMIERS VOLUMES.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

CONTENUES

DANS LES TROIS PREMIERS VOLUMES.

Mécanique et pesanteur.

Actions moléculaires et Capillarité.

Acoustique.

Chaleur.

Électricité et Magnétisme.

Optique.

Météorologie et Physique du globe.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE DES TROIS PREMIERS VOLUMES.

Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.